筑波大学大学院博士前期課程

数理物質科学研究科修士論文

# リニアコライダー実験用細分割カロリメータ<br>に用いる光検出器MPPCの応答線形性の研究

小池博子
(物理学専攻)

2011年　2月

筑波大学大学院博士前期課程

数理物質科学研究科修士論文

# リニアコライダー実験用細分割カロリメータ<br>に用いる光検出器MPPCの応答線形性の研究

小池博子
(物理学専攻)

指導教員　　受川 史彦　印

# 概要

電子・陽電子衝突型線形加速器 International Linear Collider (ILC) 実験では，ヒッグス粒子の探索，精密測定，また標準理論を超える新しい物理の発見など，素粒子物理学において大きな成果が期待されている．第一期では重心系エネルギー 500 GeV までのエネルギーでの運転を行い，将来的には 1 TeV での実験も検討されている．現在，実験装置を含めた全体設計を国際協力のもと進めている．

ILC 実験の検出器では，ジェット中の荷電粒子の運動量を飛跡検出器で，中性粒子のエネルギーをカロリメータで測定することにより，ジェットのエネルギー測定の精度を向上させる構想がある． そのためには，ジェット中の粒子を分類し個々のエネルギーを測定できる分割度がカロリメータに必要である．細かい分割度を持つ電磁カロリメータとして， ストリップ型シンチレータを用いた細分型カロリメータが提案された．カロリメータの性能として重要なパラメータである，応答線形性について調べることは非常に重要なことである．現在，筑波大学 ILC グループではカロリメータの読み出しに用いられる光検出器 Multi-Pixel Photon Counter (MPPC) の研究開発を行っている．MPPC は Pixelated Photon Detector (PPD) と呼ばれる半導体光検出器の一種で，ピクセル化された Avalanche Photo Diode (APD) を二次元に配列した構造を持つ．ILD カロリメータには受光面 $1 \times 1$ mm$^2$ MPPC を用いる． 光電子増倍管と同程度の，増幅率を得ることができる．精密測定を要する ILC 実験の目標達成のためには，新しく開発された MPPC に対して高い性能が求められる．

本研究では，細分型カロリメータのストリップ型シンチレータ 1 サンプルを用いて，MPPC の応答線形性の試験を行った．MPPC の応答線形性を理解し，再現性および個体差による性能評価を行うとともに，カロリメータのさらなる改良発展に資することを目的とする．

本研究前半では，405 nm の波長を持つレーザーダイオードを用いた超短パルス光源を偏光板によって光量を増減し，MPPC 単体にモニターさせ，応答曲線測定を行った．真の光量に対して非線形に応答する様子を観測し，飽和点 $1674 \pm 11.74$ p.e. で応答飽和現象が起きることを確認した．この現象に対しての再現性および MPPC サンプルの個体差を評価した．その結果，MPPC サンプルによる飽和点の個体差は見られなかった．

後半では，細分割型カロリメータのストリップ型シンチレータ 1 サンプルから読み出される MPPC の応答線形性の測定を行った．前半と同様に応答線形性の性質が確認および再現でき，MPPC の応答の飽和現象が起きる飽和点が $3251 \pm 196.4$ p.e. であることが分かった．1 サンプルに反射材を巻いているため，反射材による応答線形性の影響や，光源が 1 サンプルに当たる面積依存性の測定を行った結果，飽和点が反射材を巻くことで抑えられること，飽和点は入射面積に依存しないことが分かった．この上で，ある入射面積一定の元，ストリップ型シンチレータ 1 サンプルから読み出される MPPC の応答線形性の個体差を試験・定量的に評価した．

# 目 次

# 図 目 次

# 表 目 次

# 第1章　序論

## 1.1　標準模型

素粒子物理学とは，加速器等で作られる高エネルギーを持った基本粒子の衝突反応を詳しく調べ，素粒子と呼ばれる究極の物質の構造や，その基本的相互作用について研究する分野である．

現在我々は標準模型と呼ばれる世界像を持っている．標準模型は物質を構成する 6 種類のクォークと 6 種類のレプトン，相互作用を媒介するいくつかのゲージボソンからなり，自然界に存在する 4 つの力のうちの 3 つ，電磁相互作用，弱い相互作用，強い相互作用を統一的に記述するものである．(図 1.1.1)

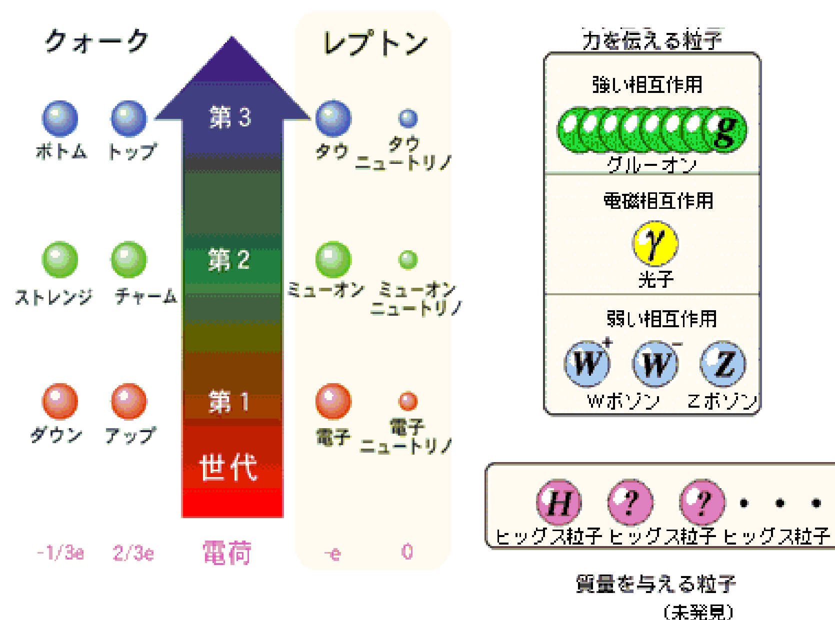



図 1.1.1: 標準模型における 6 種類のクォークと 6 種類のレプトン，相互作用を媒介するいくつかのゲージボソン．

現在の素粒子物理学はこの標準模型による理論体系により成り立ち，過去多くの実験によってその正しさが示唆されている．しかしながら，標準模型にはさまざまな未解決の理論的な問題が存在するため，素粒子の最終理論であるとは考えられていない．例えば，この標準模型において質量の起源となるヒッグス粒子は未だ発見されていない．ヒッグス粒子の発見およびその精密測定は標準模型を超える新しい物理の発見など，今後の素粒子物理学の発展において，大きな鍵となる．そのため，現在の実験で到達可能なエネルギースケールより高いスケールには，標準模型に代わる新しい物理が存在すると信じられている．

## 1.2　加速器実験

素粒子物理学において，主な研究手段は高エネルギー加速器実験である．粒子を加速し衝突させることで，高エネルギー領域において極微の世界の研究を行うことが可能である．高エネルギー物理学分野における現在の課題は，Higgs などの新粒子の発見や電弱相互作用の破れ等の物理の実現が可能な領域の重心系エネルギーを実現できていないことである．現在，稼動している最も高い重心系エネルギーをもつ加速器はアメリカのフェルミ国立研究所（FNAL）の陽子反陽子衝突型加速器 TEVATRON で重心系エネルギーは，2 TeV である．また，現在進行中のスイスの欧州合同原子核研究機関（CERN）大型陽子陽子衝突型加速器 Large Hadron Collider (LHC) は重心系エネルギー 14 TeV とエネルギーは非常に高い．しかし，これらの加速器はいずれも (u,u,d)+gluon という内部構造をもった陽子同士を衝突させるため，実際反応に寄与する粒子はそのエネルギーの一部を持つに過ぎない．さらに反応する粒子の種類が陽子自身を構成しているクォーク (valence quark) のほかグルオンから対生成されるクォーク (sea quark)，またグルオン自身など多数あり，実際目的としている反応以外のバックグラウンドが非常に多いことも特徴であり，目的とした反応を選び出すことが困難であるという短所を持つ．

一方で, 電子や陽電子のレプトンを加速させる衝突型加速器は，内部構造をもたない粒子同士の衝突なので衝突の際の重心系エネルギーは全て反応の素過程に用いられる．つまり，バックグラウンドが少なく非常に綺麗に反応を捕らえる事が可能である．しかし，円形加速器の形をとると，シンクロトロン放射が起こるため質量の軽い粒子は損失が大きく達成できる重心系エネルギーがハドロンの場合に及ばないことがあることである．このため加速に際しては直線状に加速空洞を設けるという線形加速器の形をとったほうが高い衝突エネルギーを電子や陽電子については得られる事がわかる．また， レプトン衝突型加速器で達成できた最も高い重心系エネルギーは，CERN の Large Electron Positron Collider (LEP) と呼ばれる電子陽電子衝突型円形加速器による 210 GeV である．

上述のように電子陽電子の円形加速ではシンクロトロン放射によるエネルギー損失が存在するため，円形加速器を用いて LEP 以上の重心系エネルギーを達成するのは不可能に近く，今後の電子陽電子加速器は高エネルギーを目指すため粒子を直線的に加速する線形加速器 (リニアコライダー) が有効である．リニアコライダーにはダンピングリング以降に曲率部がないため，制動輻射によるエネルギー損失に制限されず，非常に高いエネルギーまで電子・陽電子を加速させえることが可能となる．

## 1.3 ILC 計画

日本において，Liniear Collider 計画は 20 年以上前から提唱されてきた．当初は Japan Linear Collider (JLC) 計画と呼ばれていた．現在の高エネルギー加速器研究機構の前身である高エネルギー物理学研究所から発表されたのである．この計画は 2003 年 4 月のロードマップレポートの発行を機に，Global Lnear Collider (GLC) 計画に名称が変更された．この当時，それとは並行して進められていたリニアコライダー計画として，ドイツの DESY で進められていた TeV Energy Superconducting Linear Accelerator (TESLA) 計画，アメリカを中心として進められていた Next Linear Collider (NLC) 計画があった．2004 年 8 月，International Committee for Future Accelerators (ICFA) に設置された International Technology Recommendation Panel (ITRP ) の勧告により，リニアコライダーに超伝導高周波技術を採用することが決定された．これにより世界 3 極で並行して進められてきたリニアコライダー研究が統一され，Internatonal Linear Collider ( ILC) 計画が誕生した．ILC は二つのダンピングリングと全長約 30 km の線形加速器であり，一か所の衝突点で電子・陽電子ビームを衝突させる．ILC 加速器の概観を図 1.3.1 に示す．衝突点領域には二つの測定器が置かれ，push-pull 機構にて交互に衝突点に移動させる方法をとる．第一期では重心系エネルギー 500 GeV までのエネルギースキャンを行い，将来的には 1 TeV での実験も検討されている．ILC に用いられる汎用検出器として，Global Large Detector(GLD，GLC-based-Decetor)，Large Detector Concept (LDC，TESLA-based)，Silicon-tracker-based Detector(SiD，NLC-based) の三つに加え，Particle Flow Algorithm(PFA) を用いていない The 4 th detector concept(4 th) を加えた四つのデザインで研究開発が進められていた．2007 年に GLD と LDC は，International Large Detector(ILD) に統合され，ILD，SiD，4 th の三つのデザインで研究開発が進められていった．2009 年に三つの検出器グループから Letter of Intent(LOI) が提出され，ILD と SiD が認証された．2010 年現在，ILD と SiD の二つの検出器で研究開発を進めていくと考えられている．(図 1.3.2) この論文では，我々の提唱した GLD に沿った ILD デザインで話を進める．

## 1.4 ILD 検出器

前節で述べたように，電子・陽電子衝突過程は，全重心系エネルギーが反応過程に用いられるため，終状態の識別が容易になり，新粒子探索や精密測定ができるという特

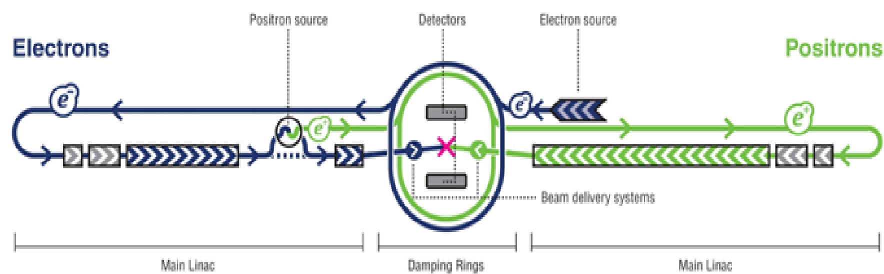



図 1.3.1: ILC の概観図.

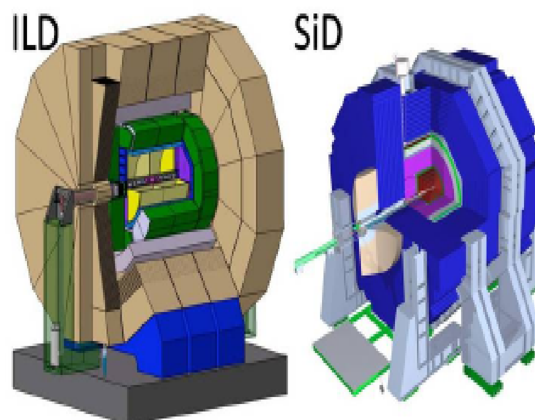



図 1.3.2: ILC に認証された二つの測定器モデル図．ILD 測定器のほうがカロリメータの半径が大きい.

徴を持っている．また， ヒッグス粒子などの重い粒子が生成され，クォーク・反クォーク対に崩壊すると，クォークはハドロン化して，ハドロン群を構成する．これをジェットと呼ぶが，ILC では，このジェットのエネルギーをカロリメータや飛跡検出器で精度良く測定することにより反応の終状態を基本粒子 (ハドロン，レプトン) の単位で捕えることを目標にしている．

上記のような目標を達成するためには，ILD 検出器には次のような性能が要求される．

1. ハドロン崩壊する場合における，$W^{\pm}$ 粒子と $Z^0$ 粒子を分離可能な精度良いジェットエネルギー分解能を持つこと

2. 高効率で b/c クォークを同定できること

3. ビームライン付近を除き，全方向で粒子検出が可能であること

1. について，$W^{\pm}$ 粒子と $Z^0$ 粒子の質量差が約 10 GeV ほどしかなく，それぞれの粒子の崩壊幅は，$\mathrm{T}^{w}$=2.1 GeV，$\mathrm{T}^{z}$=2.5 GeV 程度であるため， これら粒子をジェット不変質量で分離可能であるには，分解能がこれら崩壊幅と同程度以下である必要がある．2. についてはヒッグス粒子やトップクォークを再構成するのに重要である．また，3. は $W^{\pm}$ 粒子と $Z^0$ 粒子が崩壊する際に生成されるニュートリノのエネルギー・運動量を推定するために，ニュートリノ以外の全ての粒子のエネルギー・運動量を測定する必要がある． また横運動量欠損の存在する事象の測定精度を向上させるためでもある．

ILD 検出器は衝突点に近い順に，主に次のような構成になっている．

- バーテックス検出器
- 飛跡検出器
- カロリメータ
- $\mu$ 粒子検出器

ILD 検出器の模式図は図 1.4.1 であり，図 1.4.2 はビームパイプを含む断面図である．カロリメータのエネルギー分解能を上げ，またできるだけ検出器の不感領域を作らないようにするため，$\mu$ 粒子検出器以外の全ての検出器は超伝導磁石による強磁場中に設置される．

### 1.4.1　バーテックス検出器 (VTX)

バーテックス検出器の主な目的は，B，D 中間子の 2 次，3 次崩壊点を測定し，b，c クォークジェットを識別することにある．また，重いクォーク (b，c) を起源とするジェットと，軽いクォーク (u，d，s) を起源とするジェットを識別することも重要である．これらのためには， バーテックス検出器には高い位置分解能と 2 測定点分離能力が必要とされる．ILC 計画では重心系エネルギーが高いために粒子の密度が高い．そ

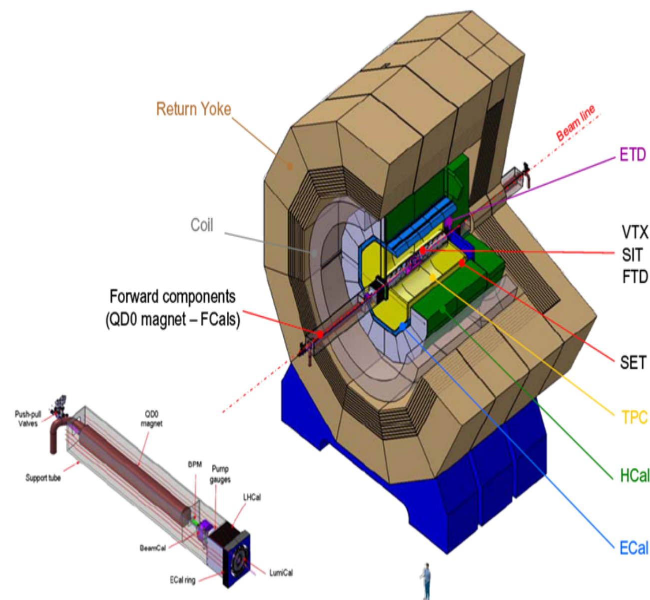



図 1.4.1: ILD 検出器のモデル図.

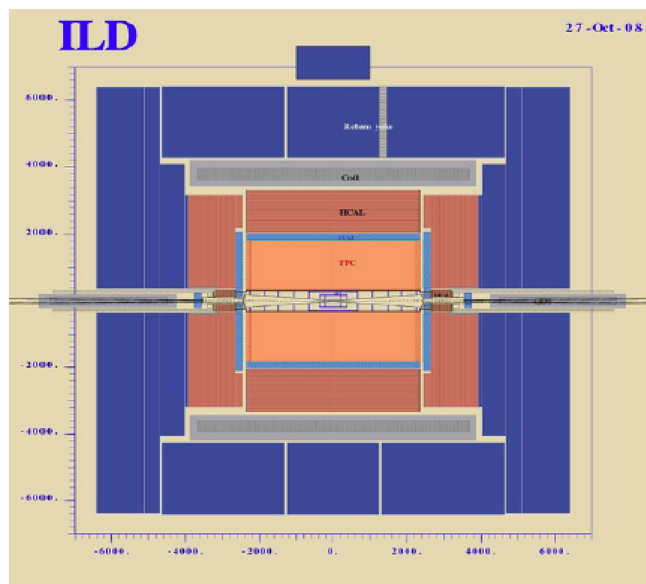



図 1.4.2: ILD 検出器のデザイン.

れらの粒子を検出するために使用されるのが，高精細画素電荷結合素子 (Fne Pixel Charge-Coupled Devices，FPCCD) である．

### 1.4.2 中央飛跡検出器 (TPC)

中央飛跡検出器は，荷電粒子の飛跡を再構成し運動量を測定するための検出器である．中央飛跡検出器は 3.5 T のソレノイド磁場中に設置され，荷電粒子が磁場中でローレンツ力を受けて曲がることを利用し，荷電粒子の飛跡の曲率からその運動量を測定するのである．ILD 検出器の中央飛跡検出器としては，Time Projection Chamber(TPC) 型のドリフト検出器を用いる．荷電粒子は中央飛跡検出器のガスをイオン化し，電離した電子は，電場によって検出器をビーム軸方向にドリフトし検出される．ジェット不変質量法による粒子の質量分解能を向上させるためには，荷電粒子とそれに対応するクラスターとのマッチングが重要である．ゆえに，TPC には十分な位置分解能が要求される．

### 1.4.3 カロリメータ

カロリメータは粒子のもつ全エネルギーを測定する検出器である．カロリメータは吸収層と検出層からなるサンプリング型である．また電子・光子を測定することろ主目的とする電磁カロリメータ (ECAL) が内側にあり，陽子や $\pi$ 中間子，K 中間子といったハドロン粒子を測定するハドロンカロリメータ (HCAL) がその外側にある，という構造となっている．

### 1.4.4 $\mu$ 粒子検出器

$\mu$ 粒子検出器は，その名の通り，$\mu$ 粒子を同定することを目的とした検出器である．$\mu$ 粒子はハドロンカロリメータも突き抜け，外側に設置された $\mu$ 粒子検出器にヒットを残すことにより，$\mu$ 粒子の同定を行う．$\mu$ 粒子は荷電粒子なので，その運動量，飛跡は中央飛跡検出器によって精度よく測定される．また中央飛跡検出器で再構成された飛跡と一致するか調べるためにも使用される．

# 第2章　ILD カロリメータ

## 2.1　荷電粒子のエネルギー損失

### 2.1.1　電離損失

荷電粒子が物質中を通過すると，入射荷電粒子と物質を構成する原子との相互作用によって，原子が電子と陽イオンに分離される．これを，原子の電離 (Ionization) という．また，電離作用を起こさずに，原子や分子がエネルギーの高い状態 (励起状態) になることもある．これを原子，分子の励起 (Excitation) と呼ぶ．入射荷電粒子が物質を通過する時，物質中の電子と衝突し，電離や励起を繰り返しながらエネルギーの一部を失う．これを電離損失 (Ionization loss) という．電離損失によって荷電粒子が失うエネルギーは Bethe - Bloch の式で表される．電荷 Z，速度 v=$\beta$c の荷電粒子が，電荷 Ze，質量数 A，原子番号 Z，密度 ρ の物質を通過する間に失う単位長さあたりの平均エネルギー損失は，以下の式 ( 2.1.1) で与えられる．

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A}\frac{z^2}{\beta^2}\left[\ln\left(\frac{2m_e c^2\gamma^2\beta^2}{I}\right) - \beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z}\right]\frac{\mathrm{MeV}}{\mathrm{cm}} \tag{2.1.1}$$

ここで，

$N_A$ : アボガドロ定数

$r_e$ : 電子半径

$m_e$ : 電子質量

$\gamma = 1/(1-\beta^2)^{\frac{1}{2}}$

$4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.3070 \quad \frac{\mathrm{MeV}\cdot\mathrm{cm}^2}{\mathrm{g}}$

$\delta$ : 密度効果

$C$ : 殻効果

である．また，I は原子を 1 つ励起するために必要なエネルギーのことで，

$$\frac{I}{Z} = (9.76 + 58.8\cdot Z^{-1.19}) \quad \mathrm{eV} \qquad Z \geq 13 \tag{2.1.2}$$

で表される．

電離損失 $\frac{dE}{dx}$ は入射荷電粒子の質量には依存しないが，速度 $\nu$=$\beta$c には依存する．入射荷電粒子のエネルギーが低く，$\beta$ が小さい時，Bethe-Bloch の式は,

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{1}{\beta^2} \tag{2.1.3}$$

となる．入射粒子の運動量が大きくなると，電離損失は $\beta^{-2}$ に従って急激に減少し，最小値に達する．この領域での電離を Minimum ionization という．入射荷電粒子のエネルギーが高くなると，$\beta^2 = 1$ となり，(3.1) 式の log の中の項が効くのでエネルギー損失は，log$\gamma$ でエネルギーが増加するにつれて上昇する．

$$-\frac{dE}{dx} = \beta^2 Z - (1-\beta^2)\ln\left(\frac{\beta^2}{Z-(1-\beta^2)}\right) \tag{2.1.4}$$

電離・励起状態にある原子・分子が基底状態に遷移する．二つの状態のエネルギーの差を光として放出する．この発光をシンチレーション (Sintillation) という．

### 2.1.2 制動輻射

電子は質量が小さいので，他の荷電粒子と衝突した際に，原子の励起やイオン化を行わない弾性衝突であっても，原子核の作る電場によって，速度の時間変化，方向の変化をかなり受け，加速度運動する．古典電磁気によると， 加速度の二乗に比例するエネルギーを電磁波として放出する．加速度の大きさは物質内の荷電粒子の電荷 Z に比例し，入射電子の質量に反比例するので，放出するエネルギーは ${\frac{Z}{m_{\rm e}}}^2$ に比例する．したがって，物質内で Z の大きい原子核の存在が最も制動放射に効く．この制動輻射により光子を放出する確率は，平均的に

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\rm Bremss} = 4\alpha N_0\left(\frac{Z_{\rm e}^2}{A}\right)\gamma^2 E\ln\left(\frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}}\right) = \frac{E}{X_0} \tag{2.1.5}$$

に従ってエネルギーを落としていくとこが知られている．ここで，$4\alpha$ は微細構造定数, $X_0$ は輻射長 (radiation length) である．輻射長は電子が制動輻射によってエネルギーを失い，初期のエネルギーの $\frac{1}{e}$ になる平均の長さを示したもので，次の式で表される．

$$X_0 = \frac{716.4\times A}{Z(Z+1)287\sqrt{Z}} \quad \frac{\rm g}{\rm cm^2} \tag{2.1.6}$$

超相対論的極限では，電離損失は無視できるほど小さいので，エネルギー損失は輻射長のみで表すことが出来る．つまり,

$$-\frac{dE}{dx} = -\frac{dx}{X_0} \tag{2.1.7}$$

従って，$X_0$ を求めることができる．また，入射エネルギー $E_0$ の電子が厚さ X の物質を通過した後に持っている平均エネルギーは,

$$\langle E\rangle = E_0 e^{-\frac{x}{X_0}} \tag{2.1.8}$$

と期待される．電離損失で失うエネルギーと，制動輻射で失うエネルギーが等しくなるエネルギーを境に，エネルギーを失う支配的な過程が変わる．この時のエネルギーを臨界エネルギー (critical energy : $E_{\mathrm{c}}$) と呼び，近似的に以下の式で与えられる．

$$E_{\mathrm{c}} = \frac{600}{Z + 1.24} \quad \mathrm{MeV} \tag{2.1.9}$$

ILC 実験の場合，カロリメータの吸収剤として用いられるタングステン ($Z = 74$) の場合は，$E_{\mathrm{c}} = 7.97$ MeV となる．

## 2.2 カロリメータ

### 2.2.1 カスケードシャワー

物質中を高エネルギーので運動する粒子は，物質の相互作用により電子は光子を，光子は電子対をつくり，これを交互に繰り返して多数の電子や光子が増殖される. 粒子の生成は， 元になる粒子が次の粒子を生成可能なエネルギーを持つ限り続く．この過程はカスケードシャワーと呼ばれ，主に電子や陽電子，光子によって起こる電磁シャワーと，ハドロン粒子によって起こるハドロンシャワーがある．

**電磁シャワー** 高いエネルギーの電子や光子が物質に入射すると，電子の制動放射による光子生成や光子による電子・陽電子対生成が起こり，新たに光子や電子・陽電子の対が生成される． 二次的に生まれた光子や電子も物質の中を走行中に，さらに電子・陽電子対生成や制動放射を起こす．このような過程が繰り返し起こり，電子，陽電子，光子の数が増大していく．この現象を電磁シャワー (electromagnetic shower : EM shower) という．電磁シャワーには以下の性質がある．

- シャワーを構成する全荷電粒子の飛跡長は $E_0$ に比例すること
- シャワーが最大になる深さまでの粒子数は，入射粒子の初期エネルギー $E_0$ に比例すること
- シャワーが最大になる深さ $X_{\max}$ は対数的に増加し，

$$\frac{X_{\max}}{X_0} = \ln\left(\frac{E_0}{E_{\mathrm{c}}}\right) - t \tag{2.2.1}$$

で与えられ，$t$ は入射粒子によって異なり，電子では 1.1，光子では 0.3 である．電磁シャワーの奥行き方向 (深さ方向) の発達は次式で表される．

$$\frac{1}{E_0}\left(\frac{dE}{dx}\right) = f \times \beta \frac{(\beta t)^{\alpha-1} e^{-\beta t}}{\Gamma\ (\alpha)} \tag{2.2.2}$$

ここで，t は通過した物質の深さを輻射長 $X_0$ で測定したもの，E は物質に落としたエネルギー，$E_0$ は入射粒子のエネルギー，f は規格化定数，$\alpha$ と $\beta$ はシャワーの形を決定する定数である．

### ハドロンシャワー

高エネルギーのハドロンが物質に入射すると原子核と強い相互作用をして非弾性多重粒子生成を行い，カスケードシャワーを発生する．このカスケードシャワーがハドロンシャワーである．ハドロンシャワーは純粋なハドロンシャワー成分と電磁シャワー成分の 2 種類のシャワーから成る．純粋なハドロンシャワー成分は荷電 $\pi$，K 中間子，陽子，中性子，ニュートリノ，$\mu$ 粒子などから構成される． この過程において，エネルギーのかなりの部分が原子核を分解する (核子の束縛エネルギー) ために使われたり，$\pi$ から崩壊するニュートリノに持っていかれる．さらに，原子核分裂の際たくさん生成される遅い中性子も観測されにくい． このことがハドロンカロリメータのエネルギー分解能を悪くさせている．電磁シャワー成分は，2 次粒子の大部分を占める $\pi$ 中間子の 1/3 を占める $\pi^0$ が $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ となることによって生成される．カロリメータにおいてハドロンシャワーと電磁シャワーのエネルギー応答特性の指標となるのが e/h 補償である．吸収体と検出体の厚みを調整することにより， ハドロンシャワーと電磁シャワーに対する応答が揃い，ハドロンシャワーのエネルギー分解能が改善される．電磁シャワーの発達を規定する特徴的な長さは放射長 $X_0$ であったが，ハドロンシャワーの場合は，1 回非弾性散乱を受けるまでの平均自由行程である吸収長 $\lambda_{\mathrm{I}}$ で以下のように近似される．

$$\lambda_{\mathrm{I}} = 35 \times A^{\frac{1}{3}} \quad \frac{\mathrm{g}}{\mathrm{cm}^2} \qquad (2.2.3)$$

水素や重水素を除けば通常は $\lambda_{\mathrm{I}} \gg X_0$ であるので，ハドロンシャワーは電磁シャワーより進行方向の長さがはるかに長い.

## 2.2.2 カロリメータ

カロリメータは，前述のカスケードシャワーを利用して入射粒子のエネルギーを測定する検出器である．以下ではサンプリング型と呼ばれるカロリメータの測定原理とその性質について述べる． ILD カロリメータは，PFA によってジェットエネルギーの再構成を行う．カロリメータを 3.5 T のソレノイド磁場中に設置し，$1 \times 1\ cm^2$ 程度に細分化することで，ジェット中の各粒子に対応するクラスターの再構成を可能にする．電磁カロリメータ部はストリップ型のプラスチックシンチレータと，タングステン吸収層から成る積層構造を持つ (図 2.2.1)．シンチレータの 1 ストリップの大きさは，$45 \times 10 \times 3\ mm^3$ であり，シンチレータ層を X -Y 方向に交差するように設置することで，$1 \times 1\ cm^2$ 程度の分割を得るのである．シンチレータの光信号は，直径 1 mm の波長変換ファイバー (WLSF) で読みだされる．このため，光検出器の全チャンネル数は 107 程度になる.

### エネルギー測定原理

サンプリングカロリメータはシャワー粒子生成のために物質量を大きくした吸収層と，粒子数を数えるための検出層を交互に並べた積層構造を持つ．吸収層には通常,

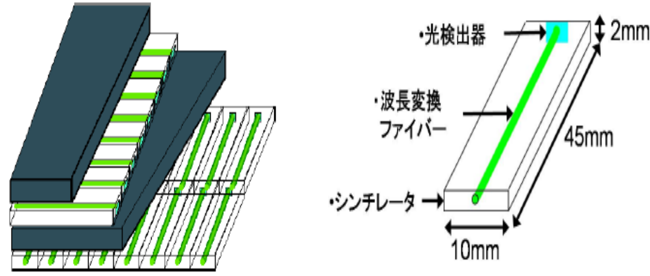



図 2.2.1: 電磁カロリメータと ECAL ストリップシンチレータ

鉄や鉛などの金属を用いる．検出層には，プラスティックシンチレータが用いられる．検出層は物質量が小さいので，通過する粒子は MIP として振る舞い，粒子数に比例した信号を検出することが出来る．シャワーの粒子数は入射粒子のエネルギーに比例するので，入射粒子のエネルギーに比例した信号を測定することが出来る．本研究では，信号の応答性に視点を当てて測定を行う．詳しくは次章で述べる．

#### エネルギー分解能

エネルギー E を持った粒子がサンプリング型カロリメータに入射した時のエネルギー分解能は次式で表される．

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{\sigma_{\text{stochastic}}}{\sqrt{E}} \oplus \sigma_{\text{constant}} \qquad (2.2.4)$$

ここでの E は GeV 単位であり，$\oplus$ は二乗和 $A \oplus B \equiv \sqrt{A^2 + B^2}$ を表す．右辺第一項は統計項 (stochastic term) と呼ばれ，統計的な揺らぎによる項である．一方，右辺第二項は定数項 (constant term) と呼ばれ，検出器の統計的な誤差による項である．これには，カロリメータ自身の系統誤差や応答の非線形性，エネルギー補正の誤差，シャワーの漏れなどが含まれる．

### 2.2.3 PFA

ジェットを構成する粒子は，約 65% が荷電粒子，25% が光子，10% が中性ハドロン粒子である．この内の荷電粒子のほとんどがハドロンであり，またこれらのジェット中の各粒子が持っている運動量は小さい．こららのエネルギーをカロリメータで測定を試みると，カロリメータのハドロンに対するエネルギー分解能は悪いため，あまり精度よくエネルギーを測定することはできない． このジェットのエネルギーをより精度よく測定するためには飛跡検出器で測定を行うのが最適である．しかし，飛跡検出器で測定可能な粒子は荷電粒子に限られる． そのため荷電粒子は飛跡検出器で測定された運動量を用い，中性粒子である光子や中性ハドロン粒子はカロリメータでエネ

ルギーを測定することによってジェットの分解能を上げることが出来る． このジェットのエネルギー測定法を Particle Flow Alogrithm (PFA) と呼ぶ．一般に PFA によるジェットの解析は以下のような手順で行われる．

1. カロリメータにおいてジェット中の各粒子に対応するクラスターを再構成する．
2. 飛跡検出器で荷電粒子の飛跡より運動量を測定する．
3. 飛跡検出器で測定された荷電粒子に対応するカロリメータのクラスターを取り除く．
4. 飛跡検出器で測定した荷電粒子の運動量と，カロリメータで測定した中性粒子のエネルギーよりジェットのエネルギーを再構成する．

このPFA を用いた場合，主に電磁カロリメータで光子を，ハドロンカロリメータで光子を，ハドロンカロリメータで中性ハドロンを測定することになる．
PFA におけるジェットのエネルギー分解能の目標値は,

$$\frac{\sigma}{E_{\mathrm{jet}}} = \frac{30\%}{\sqrt{E}} \tag{2.2.5}$$

であり，これを実現するために電磁カロリメータに要求されるエネルギー分解能は,

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{15\%}{\sqrt{E}} \oplus 1\% \tag{2.2.6}$$

とされている．

## 2.3　細分割型電磁カロリメータ

カロリメータの性能としてエネルギー分解能の他にジェット中の粒子を分離できるほどの横方向の分割度も必要となる．そこでカロリメータに用いるシンチレータをストリップ型にし直交させることで，細かい分割度を得る方法が考えられた (図 2.3.1).

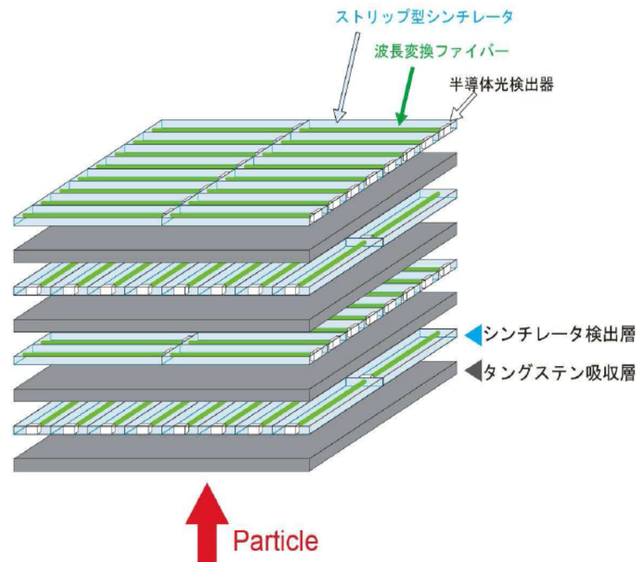



図 2.3.1: 細分割型電磁カロリメータの模式図.

## 2.4　細分割型電磁カロリメータ試作機

本研究では，2008 年 9 月にアメリカ合衆国フェルミ国立加速器研究所内 Meson Test Facility で CALICE グループの協力の下，行われたビームテストで使用されたシンチレータを使用している．よって当時試作されたストリップ型シンチレータを用いた細分割型電磁カロリメータを理解する必要がある．以下に述べる．

### 2.4.1　構造

ビームテストのために製作したカロリメータ試作機は 18 cm× 18 cm× 23 cm のサンプリング型電磁カロリメータである．サンプリングレイヤー 30 層の積層構造であり，それぞれのサンプリングレイヤーは 3.5 mm 厚タングステンの吸収層と 10 mm× 45 mm× 3 mm のストリップ型シンチレータ 72 枚を 18 × 4 に配列した検出層から構成されている．このカロリメータ試作機の総チャンネル数は 2160 に及ぶ．検出層のうち，水平方向に細かい分割度を持つものを X レイヤー，垂直方向に細かい分割度を持

つものをＹレイヤーと呼ぶことにする．このカロリメータ試作機では，奇数番号をＸレイヤー，偶数番号にＹレイヤーを交互に配置することで，実効的に 1 cm 角の分割度が得られるようになっている．ビームテストの際，座標系は水平方向をＸ軸，垂直方向をＹ軸とし，正負の方向はビーム入射方向をＺ軸の静方向としている．

### 2.4.2 吸収層

カロリメータにとって解析を行うときに重要なことはシャワーを分離することである．電磁カロリメータの吸収層の物質には，電磁シャワーとハドロンシャワーの始まる場所の違いが大きくなるようにするため，原子核相互作用長 $\lambda_I$ が大きく，輻射長 $X_0$ が小さいものを用いる．また，ILD 検出器のカロリメータは磁場中に置かれる．出来るだけコンパクトにするため，$X_0$ 以上の理由より吸収層の物質としてタングステンの使用が検討されている．ビームテスト用カロリメータ試作機に用いた吸収層には，質量比がタングステン 87.5 %，コバルト 12.0 %，リチウム 0.5 % のプレートを使用した．

### 2.4.3 検出層

カロリメータの検出層には 1 層当たり 72 本のストリップ型シンチレータが配列されている (図 2.4.1)．ストリップ型シンチレータには直径 1.5 mm 程度の穴が空いており，そこに直径 1 mm の波長変換ファイバーが挿入されている．また，片端に掘られた 1.4 mm× 4.5 mm の溝には半導体光検出器が収納される．光検出器のセンサー面とファイバーを通す穴の位置は，ほぼ同じになるように設計されている．穴に対するファイバーの位置は接着剤によって固定されている (図 2.4.5)．シンチレーション光の収集効率を上げるため，シンチレータの側面は反射フィルムで覆われているが，光検出器増倍率モニタリングシステムのため，直径 3 mm 程度の穴が一部空けられている．4.5 mm×3 mm の溝の面もファイバーの端面以外は反射フィルムで覆い，光検出器に直接シンチレーション光が入るのを防いでいる (図 2.4.3)．ストリップ型シンチレータは韓国の MiSungChem 社製のプラスティックシンチレータ，波長変換ファイバーはクラレ社製の Y-11(500) M，反射フィルムはキモト社製の REF-WHITE GR25DM を用いた．次に，信号の読み出しについて述べる．荷電粒子がシンチレータを通過するときに放出されるシンチレーション光は，シンチレータ内で反射を繰り返す． そのうちに一部の光子はシンチレータに挿入された波長変換ファイバーに吸収される．吸収された光子はより長い波長に変換されて再放出され， フラットケーブルに接続された半導体光検出器はそれぞれ独立で読み出される．以下に，シンチレータと波長変換ファイバーについて説明をする．

### 2.4.4 シンチレータ

荷電粒子が物質を通過する際，媒介は入射粒子との相互作用によりエネルギーを受け取る．このエネルギーは媒質構成原子の電離，励起エネルギーに変換される. 励起し

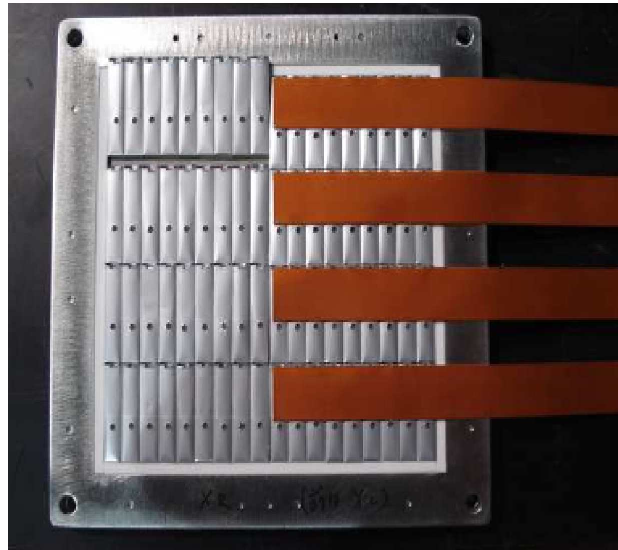


図 2.4.1: ストリップ型シンチレータが配置された検出層.

た状態から基底状態へ落ちる時，可視光を放出する媒質が存在する．このような媒質をシンチレータと呼ぶ．本研究で使用したプラスティックシンチレータは，ビームテストにて試作されたカロリメータで用いられたものを使用した (図 2.4.5)． プラスティッククシンチレータの主材にはポリスチレン，主蛍光物質には青色発光の 2, 5– バイフェニルオキサゾール (質量比 1.3 %) が使用されている．

### 2.4.5 波長変換ファイバー

波長変換ファイバーは，コアの部分に波長変換材ある波長域の光を吸収してそれより長い波長域の光を等方的に再発光する物質が混ぜ込まれたプラスティック製の光ファイバーである．光ファイバーに側面から入ってきた光は通常全反射条件を満たすことができないためそのまま外部にでて行く．よってその光を伝送することはできない．しかし，波長変換材を混ぜ込むことによって，外部から入ってきた光を波長変換材が吸収し等方的に再発光するので，再発光された光のうち全反射条件を満たすものはファイバーの中を伝搬することができる．本研究では，Y-7 型の種類の波長変換ファイバーをテストした．なお，Y-11 型は緑色の領域に発光波長をもつため，一般的な光検出器である光電子増倍管の量子効率の高い領域 (青色の領域) とはあまりマッチしない．しかし，緑色の波長変換ファイバーの方が一般的に減衰長が長いと考えられ，大型の検出器を作ることを考えると Y-11 型は非常に重要である．
波長変換ファイバーの吸収光の波長は 440 nm，再発光波長は 490 nm，減衰時間は数 ns である．

私は，このストリップ型シンチレータの配列構造を持つ細分割型電磁カロリメータの一つの読み出しに対しての応答非線形についての性能試験，評価を行った．第三章では，読み出し用光検出器 MPPC の動作原理および基礎特性について，第四章では，読み出し用光検出器 MPPC 単体による応答性の試験，および評価，第五章ではシンチレータを組み合わせることによる応答線形性の試験，および評価について述べる．

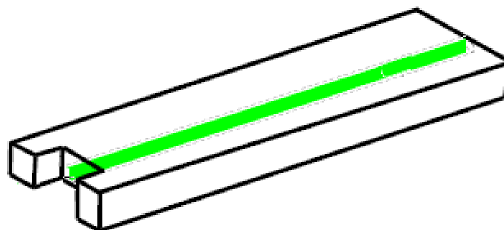


図 2.4.2: カロリメータ試作機に用いたストリップ型シンチレータ.
シンチレータの穴に対するファイバーの位置は接着剤によって固定されている．

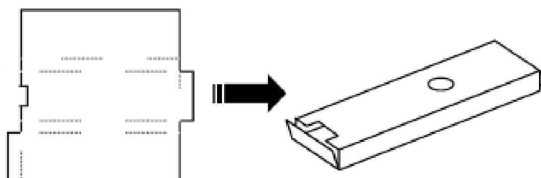


図 2.4.3: ストリップ型シンチレータは反射材によって覆われている．

# 第3章　光検出器MPPCにおける基本特性

ストリップ型シンチレータの配列構造を持つ細分割型電磁カロリメータの応答性について知るには，まず読み出し用光検出器 MPPC 単体について知る必要がある．

## 3.1　光検出器MPPC

従来，カロリメータの光検出器として光電子増倍管 (PMT) が用いられることが主であった．デバイスの大きさは直径 10 mm 程度のものから 50 cm の物まで幅広いが，多チャンネルの読み出しに使用するにはサイズが大きい．また，増幅にかかる距離が長いため，磁場が存在するような状況下では磁力線に増倍される電子が捕らえられて増幅が出来ない可能性がある．この点で，ILD カロリメータでの使用には適さない．細分割型電磁カロリメータを実現するには，薄いシンチレータを用いた約 1000 万の膨大なチャンネル数が必要である．そのためには,

- 単価が低くかつコンパクトであること．
- 微量な光に対しても十分な大きさの信号を出力できる増幅率，検出効率を持つこと．
- 強磁場中でも使用可能なこと．

以上の条件を満たす新たな光検出器として Multi-Pixel PhotonCounter (MPPC) の研究開発が進められている．MPPC は，浜松ホトニクス社が製作した PPD(ピクセル型フォトダイオード) という半導体光検出器の一種である．製品化された MPPC のパッケージは図 3.1.1 に示したように，ILD 用に特別に開発されたプラスチックパッケージの MPPC を使用する．本章では MPPC の動作原理と基礎特性について述べる．

## 3.2　動作原理

### 3.2.1　APD

Avalanche Photo Diode (APD) とは，光起電力からの電気信号を雪崩増幅 (avalanche multiplication) させて読み出すことを目的として作られたフォトダイオードのことである．一般的に，pn 接合半導体に逆バイアス電圧を印加してもほとんど電流が流れない．しかし，半導体に印加する逆バイアス電圧を大きくしていくと，ある電圧で突然急に電流が流れるようになる．このときの電圧を降伏電圧（breakdown voltage，$V_0$) と

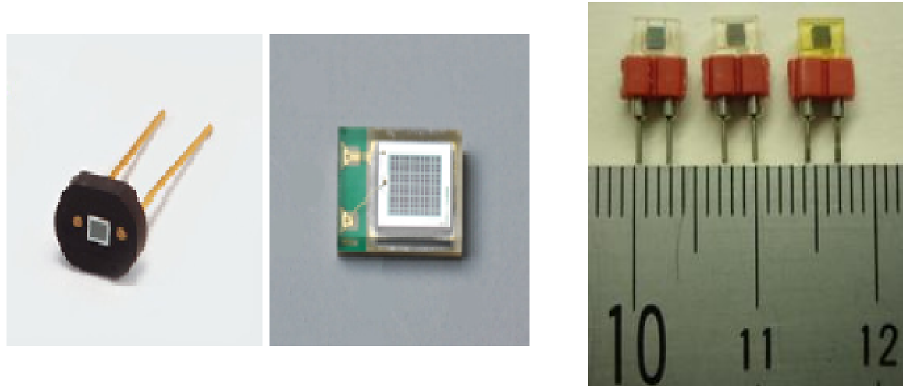



図 3.1.1: 左：製品化された MPPC(S10362-11-025 シリーズ) のセラミックパッケージ，中：表面実装用のプラスティックパッケージ，右:量産されたプラスティックパッケージの MPPC(左から，最新型 (S10943-8585) の MPPC．初期型 (S10362-11-025MK) の MPPC．　中央と同じ型で加速試験をした後の MPPC．)

いう．また，逆バイアス電圧が大きくなると空乏層において高電場が作られるようになる．このような状態で空乏層に電子が入射すると高電場によって電子が加速されてエネルギーが大きくなるとそのエネルギーで結晶格子の結合を切り，電子正孔を対生成するようになる．生成された電子も高電場で加速されて電子正孔を対生成する．このように 2 次，3 次と電子と正孔が雪崩的に増幅することをアバランシェ増幅と呼び，これにより大きな電流が流れるようになる．このような現象を電子雪崩降同様に，フォトダイオードにブレイクダウン電圧以上の電圧を掛けたときに光が入射すると，生成された電子は高電場で加速され，他の原子と衝突して 2 次的な電子を弾き出す．2 次的な電子も加速され，アバランシェ増幅がおきる．このようにしてアバランシェ増幅を起こして信号を増幅させたフォトダイオードをアバランシェフォトダイオード (APD) と呼ぶ．APD をブレイクダウン電圧以上の逆バイアスで動作させると，電子の増幅率はおおよそ $10^6$ にもなり，同時に入射するフォトン数に関係なく一定の信号を出す (ガイガーモード).

### 3.2.2　MPPC

MPPC は Picelated Photon Detector (PPD) と呼ばれるデバイスの一種で，APD(アバランシェフォトダイオード) ピクセルが 2 次元に並列接続された構造を持っている．降伏電圧よりも多き逆電圧を印加することにより，各 APD ピクセルは内部電界が非

常に高くなるガイガーモードで動作する．このガイガーモードでは，入射光量に関係なく励起された光電子は雪崩増幅を起こし，大きな出力電流を流す．各 APD ピクセルに接続されたクエンチング抵抗によって，その APD ピクセルの印加電圧は一時的に降伏電圧まで下げられ，雪崩増幅が終止する．このとき，一つのピクセルからの出力電荷 $Q_{\rm pix}$ は，$C_{\rm pix}$ を 1 ピクセルの静電容量，$V_{\rm bias}$ を印加電圧 $V_0$ を降伏電圧として，

$$Q_{\rm pix} = C_{\rm pix}(V_{\rm bias} - V_0) \tag{3.2.1}$$

で，表される．ピクセル化されているのは p バルク部だけで，n バルクは全ピクセルで共通している. そのため，電子雪崩を起こしたピクセル数が N であるとき，MPPC の出力電荷 Q は,

$$Q_{\rm i} = NQ_{\rm pix} \tag{3.2.2}$$

となる．ここで，ピクセルごとの特性が揃っており，$C_{\rm pix}$ および $V_{\rm bias}$ や $V_0$ が一様であると仮定した． これは MPPC の出力電荷が電子雪崩を起こしてたピクセル数 N に比例することを表す．全ての APD ピクセルは 1 つの読み出しチャンネルに接続されているため，複数の APD ピクセルからの各出力波形は重なりあい，1 つの大きな出力波形を作る．この出力波形の電荷量を測定することで，MPPC が検出した光子数を見積もることが出来る．

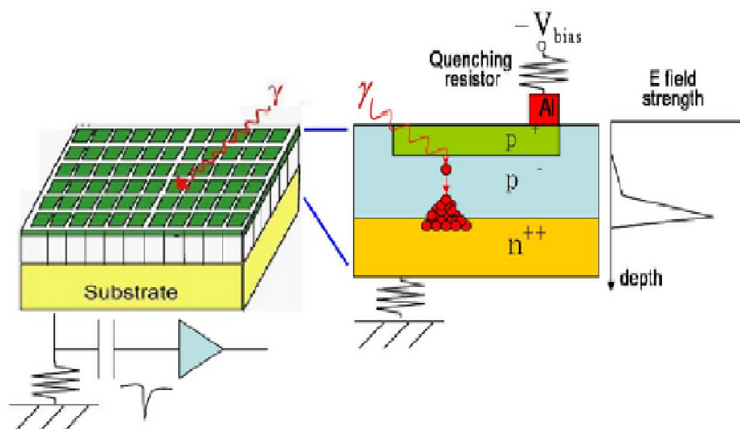



図 3.2.1: MPPC の構造と動作原理

## 3.3 基本諸特性

### 3.3.1 増幅率

単一光電子から，雪崩増幅によって出力される電荷量を素電荷で割ったものを，M と呼ぶ．MPPC の増幅率は $10^5$ から $10^6$ 程度である．この増幅率は降伏電圧 $V_0$ 以上の印加電圧 $V_{\text{bias}}$ に対して線形性を持つ．

$$M = C(V_{\text{bias}} - V_0) \tag{3.3.1}$$

ここで，C はピクセルの大きさ，半導体誘電率によって決まるピクセル面の静電容量である．この関係式を利用して以降，降伏電圧 $V_0$ と印加電圧 $V_{\text{bias}}$ との差の絶対値を $V_{\text{over}}$(オーバーウ゛ォルテージ) と呼ぶ．この 2 つの値が既知であれば，温度が一定の場合，増幅率の制御が可能となる．$V_{\text{over}}$ を使うと式 3.3.1 は，次式で表せる．

$$M = C \times V_{\text{over}} \tag{3.3.2}$$

MPPC は降伏電圧を境界にガイガーモードとして動作するため，諸特性の電圧依存性には $V_{\text{over}}$ を用いるのが一般的である．

### 3.3.2 光子検出効率

単一の光子入射に対して，MPPC のセンサー面でそれを検出する確率を光子検出効率 (Photon Detection Efficiency : PDE) と呼ぶ．MPPC の PDE を $\epsilon$ とすると，次のような式で表せる．

$$\epsilon = QE \times \epsilon_{\text{geiger}} \times \epsilon_{\text{geometry}} \tag{3.3.3}$$

QE は半導体内の量子効率と呼ばれ，単一光子の入射に対して電子と正孔の対生成の確率である．$\epsilon_{\text{geiger}}$ は，単一光電子が雪崩増幅を起こす確率を表す．$\epsilon_{\text{geometry}}$ は，MPPC の構造から来る因子で，MPPC のセンサー面において，光子に対して感度のある有効面積の割合のことである．

### 3.3.3 ノイズ発生率

ノイズの起源は主に熱励起による電子が雪崩増幅を起こすことであると考えられている．このため，ノイズの大きさは，ノイズの大きさは 1 p.e. 相当であり，光子が入射したときのパルスと見分けがつかない．また，熱励起による電子正孔対が起源なので，温度に対しては大きく依存する．

### 3.3.4 ダークカウント

MPPC のダークカウントのほとんどの要因は熱電子によるものである．APD ピクセルは熱によって励起され電子に対しても光電子と同様に雪崩増幅を起こし信号を出力する．

### 3.3.5　クロストーク発生率

あるAPDピクセルで雪崩増幅が起こると，制動放射によって光子が生じる．その光子が他のピクセルで検出されると，真の信号よりも大きい信号を出力する．この現象をクロストークと呼ぶ．ある1つのAPDピクセルが光子を検出した際に，クロストークを発生させる確率をクロストーク発生率と呼ぶ.

### 3.3.6　アフターパルス

MPPCの増幅領域内の結晶には光子欠陥が存在する．まれに雪崩増幅によって生成された電荷が一時的に光子欠陥に捕獲され，遅延して再び雪崩増幅を起こすことがある． このような経緯で発生した出力信号をアフターパルスと呼ぶ．アフターパルスによって真の値から過剰に見積もってしまう割合の平均値をアフターパルス率と呼ぶ.

### 3.3.7　回復時間

光子を検出したあるAPDピクセルにおいて，クエンチング抵抗によって一時的に降伏電圧の値まで下げられた印加電圧値が元に戻るまでには時間を要する．降伏電圧の値まで下がった時刻t=0とすると，印加電圧は次式のかたちで変化すると考えられる.

$$V'_{\rm bias} = V_0 + (V_{\rm bias} - V_0)(1 - exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)) \qquad (3.3.4)$$

ここで, $V_{\rm bias}$は実際に印加される電圧値, $V_{\rm bias}$は設定した印加電圧値, $\tau$は, 回復の時定数を表す．この回復時間中に光子が入射した場合, $V'_{\rm bias}$のときの, PDE, 増幅率で検出される.MPPCの回復の時定数は実験より測定され, 約4 ns程度である.

### 3.3.8　温度依存性

降伏電圧は温度に対して線形に変化する．降伏電圧が変化するということは，電圧依存性のあるすべての諸特性は温度に対しても依存することを意味する.

## 3.4　応答線形性

MPPCの出力はAPDピクセル数に比例して出力されるため，有限のピクセル数を持つMPPCの出力は，入射光子数が多くなると応答非線形になると考えられる．MPPCに入射した光子数を横軸に，実際に出力される光子数を縦軸にとったものを応答曲線と呼ぶ．MPPCに入射した真の光子数を見積もるために応答曲線の形を理解することは，以下の点より非常に重要である.

1. カロリメータの光検出器において検出光子数の評価のためにはMPPC応答補正を行なわなければならない．その際には応答曲線の形の値が必要であり，またクロストーク，アフターパルス等の諸特性は応答曲線の形に影響してくる．増幅率，光子検出効率が変化するため，1 MIPに対する応答(MIP較正定数)が変化する．またクロストーク等の値が変化するため，応答曲線の形も変わる．

このことより本研究では，応答曲線を実際に実験室において再現し，特性を調べることを目的とした．応答曲線の理論式は付録Aを参照する．

入射する光パルスの時間幅によって，MPPCの応答性は変わるため，MPPCの回復時間に対して，非常に短い時間幅の光を入射した場合とある程度長い時間幅の光を入射した場合の両方から応答線形性を調べる必要性がある．よって第四章では，MPPCにレーザーを直接当てることで非常に短い時間幅の光を入射した時を再現し，評価する．第五章では，MPPCにシンチレータおよび波長変換ファイバーを通した長い時間幅の光を入射した時の応答性について考察する．第六章では，ピクセル数の違いによる応答線形性の影響について考察する．

# 第4章　光検出器MPPCの応答曲線の測定および評価

光検出器 MPPC 単体における応答曲線の測定を行った．第 4.1 節では，応答曲線測定のための増幅率の測定について，第 4.2 節では，応答曲線のセットアップについて，第 4.3 節では，光検出器 MPPC の応答曲線の結果および再現性と個体差の評価について，第 4.4 節でまとめを述べる．

## 4.1　増幅率の測定

応答曲線を測定する際に，必要な必要なパラメータがある．それが増幅率である．信号を出力した MPPC のピクセル数 $N_{\text{fired}}$ はレーザーを発光させせたときの MPPC の出力を D とし，式 (4.2) より求めなければならない．

$$N_{\text{fired}} = \frac{D \cdot A}{d} \qquad (4.1.1)$$

ここで出力 D は，CAMACADC から求められた ADC pulse height の signal から pedestal を引いたものであり，d は MPPC の 1 p.e. 相当の電荷，A はアンプの増幅率である．この d というのは，サンプルにより個体差があり，それぞれにおいて d の値を知る必要がある．これを測定するのが増幅率である．

### 4.1.1　測定方法

MPPC の出力電荷はガイガー放電を起こしたピクセル数に比例しているので，理想的な MPPC の出力電荷は離散的な値を取る．よって MPPC に平均光量 <N>p.e. の光量を入射して波高分布を ADCCAMAC を用いて測定すれば，<N>p.e. を平均値に持ったポアソン分布となる．このことから，任意の連続する二つのピークの中心値の差を，d と置くと増幅率 M は次式のように表せる．

$$M = \frac{d \cdot S}{e} \qquad (4.1.2)$$

ここで，S は ADC の分解能 (0.25 pC/count)，e は素電荷である．実際の測定においては各ピークがガウス分布になる．しかし，MPPC にはアフターパルスとクロストークが存在するため，<N>p.e. の分布はポアソン分布だけでは記述できないことが分かっている．なので増幅率の測定には Pedestal と 1 p.e. のピークを用いるのが良い．

このことを考慮し，増幅率の測定は図 4.1.1 のセットアップで行った．使用した機器を表 4.1.1 に示す． MPPC の読み出しには，図 4.1.2 を用いた．この読み出し回路はロー

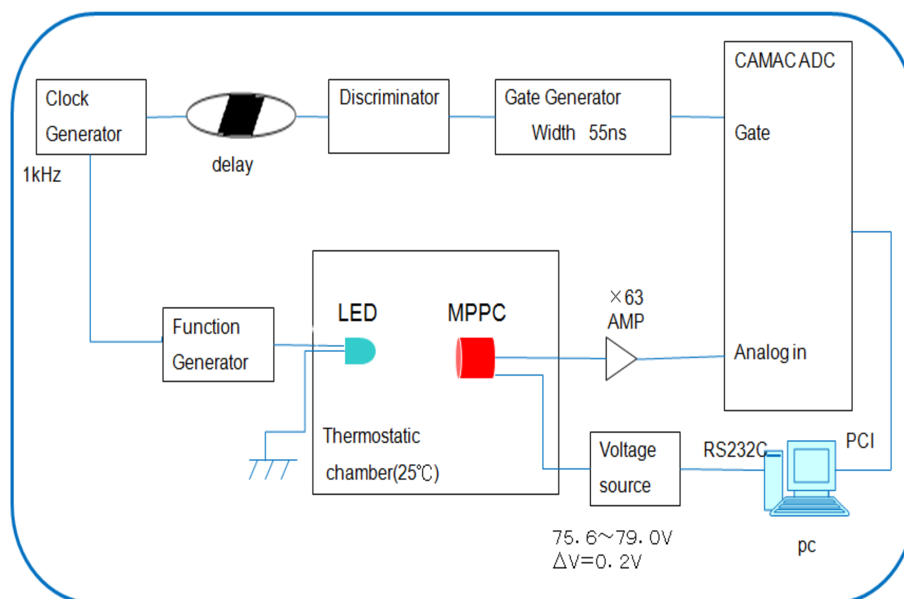



図 4.1.1: 増幅率測定のセットアップ.

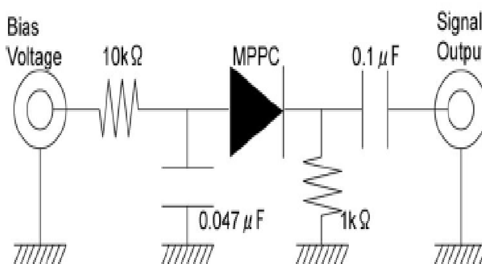



図 4.1.2: MPPC 読み出し用回路.

パス・ハイパスフィルターからなっている．MPPC は印加電圧によりその特性が異なる．そのため，安定した電圧を供給する必要があり，バイアス側にローパスフィルタを用いた．これにより，一度ガイガー放電を起こし降下したピクセルの電圧はローパスフィルタのコンデンサから電荷が供給されることにより直ちに回復する．MPPC は高速応答であり，低周波数の信号はない．ハイパスフィルタを介して読み出すことにより，エレクトロニクスの低周波数ノイズを効率良く除去できる．さらに，MPPC からの出力は高周波成分を有するので通常のアンプは適さない．浜松ホトニクス社製の

表 4.1.1: 増幅率の測定に用いた機器.

| | |
|---|---|
| クロックジェネレータ | :N010 HOHSHIN |
| ゲートジェネレータ | : KN 1500 Kaizu works corporation |
| ディレイ | : 330 海津製作所 |
| アナログ・デジタル・コンバータ ( ADC ) | : C009 HOHSHIN |
| GPIB Interface | : 3388 Kinetic Systems Corporation |
| 電流測定用デジタル・マルチメータ | : 7461A ADVANTEST |
| 電圧測定用デジタル・マルチメータ | : R6551 ADVANTEST |
| 恒温槽 | : U-220 ESPEC |
| アンプ | : C5594 HAMAMATSU |
| アンプ用電源 | : PAB 18-1 KIKUSUI |
| Bluish-green LED | : NSPE500S NICHIA |
| LED 用電源 | : PMM25-1TR KIKUSUI |
| MPPC 用電源 | : 6517A KEITHLEY |

PMT 用高速アンプで信号を増幅し，ADC で読み出した.

このような読み出しの MPPC をセットし，温度を 25 ℃に設定した．ファンクションジェネレータで 1.33 V の矩形波を作り，クロックジェネレータからの 1 kHz の信号に合わせて LED を発光させる．LED の発光と同期したゲートをゲートジェネレータで作り，ADC に入力した．温度が十分に安定するのを待ち，MPPC が正常に動作する範囲で印加電圧を 0.20 V ずつ変え，各電圧で MPPC からの出力電荷量を測定した. 図 4.1.3 にある電圧での ADC 分布を載せる.

### 4.1.2 結果，考察

図 4.1.3 のように 1 p.e. のピークに含まれる 2 p.e. のピークの寄与を取り除くために，Pedestal，1 p.e.，2 p.e. のピークを三つのガウス分布でフィットした．フィットから得られた 1 p.e. と Pedestal の平均値の差を d として，次式より増幅率 M を算出した．この測定では AMP を通して信号を増幅させているため，AMP の増幅率で割る必要がある．今回は 63 倍の AMP を使用した.

$$M = \frac{d \cdot S}{e \cdot AMP} \quad (4.1.3)$$

このようにして，電圧ごと増幅率を求め，増幅率の印加電圧に対する依存性を示したものを図 4.1.4 に示す．全空乏化された半導体検出器はコンデンサとみなすことができ，その静電容量は電圧に依存しないことが分かっている．このことから増幅率は次のように表すことができる.

$$M = \frac{C}{e}(V_{\mathrm{bias}} - V_0) \quad (4.1.4)$$

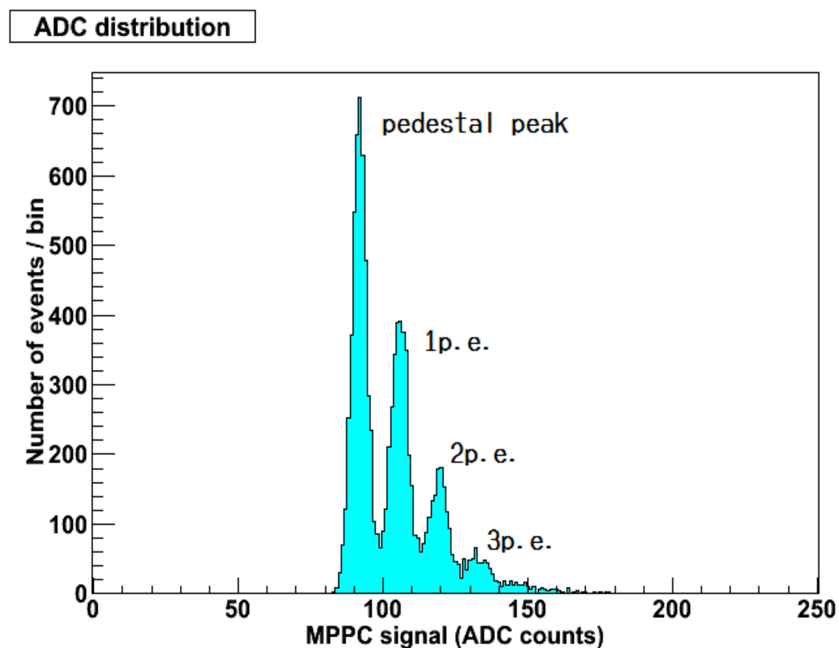



図 4.1.3: 典型的な ADC 分布，シリアル番号 9054，$V_{\mathrm{bias}}$=72.4V.

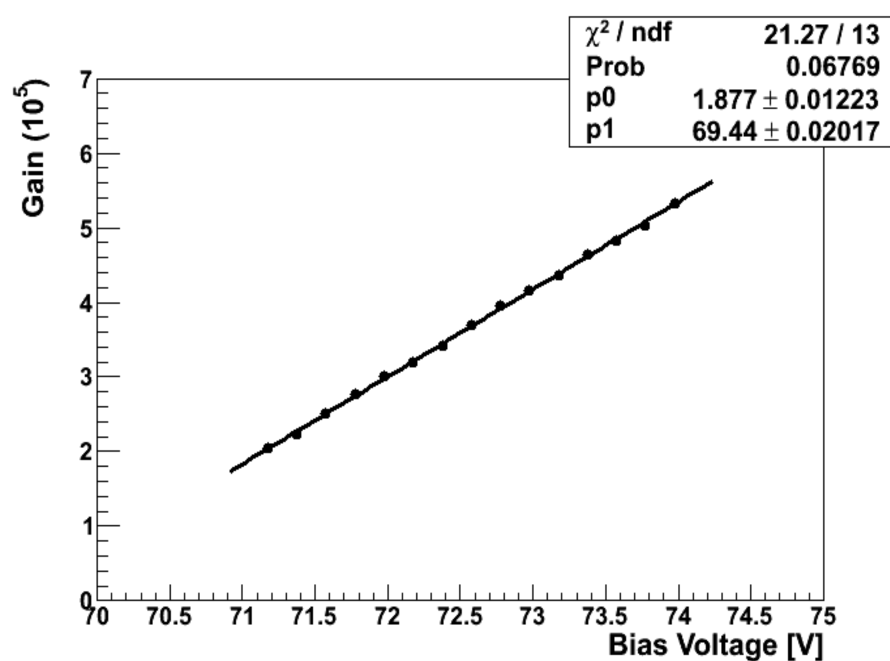



図 4.1.4: ADC 分布から求めたゲイン分布.

この式から fit 関数は次のようになる．

$$M = \frac{[0]}{1.6021}(x - [1]) \qquad (4.1.5)$$

図 4.1.4 の結果はこの式でフィットしたものである．パラメータより，このサンプルは降伏電圧 $V_{\rm bias}$ が 69.44 V，静電容量 C が 1.87 PF と求めることができる．応答曲線の測定では $V_{\rm bias}$+3 V の印加電圧で測定を行うため，この降伏電圧は増幅率を知る上で同時に重要なパラメータである．

### 4.1.3 MPPC 増幅率のサンプルの個体差の測定結果，考察

次に，MPPC 単体の増幅率のばらつきについて述べる．これは応答曲線の MPPC サンプルによる個体差を評価する上で，重要である．本研究で使用した計 10 サンプルの MPPC について同様に測定を行った．図 4.1.5 に 10 サンプルの印加電圧依存性の結果を重ねたものを載せる．図 4.1.5 より，降伏電圧やゲインに差がみられる．増幅率

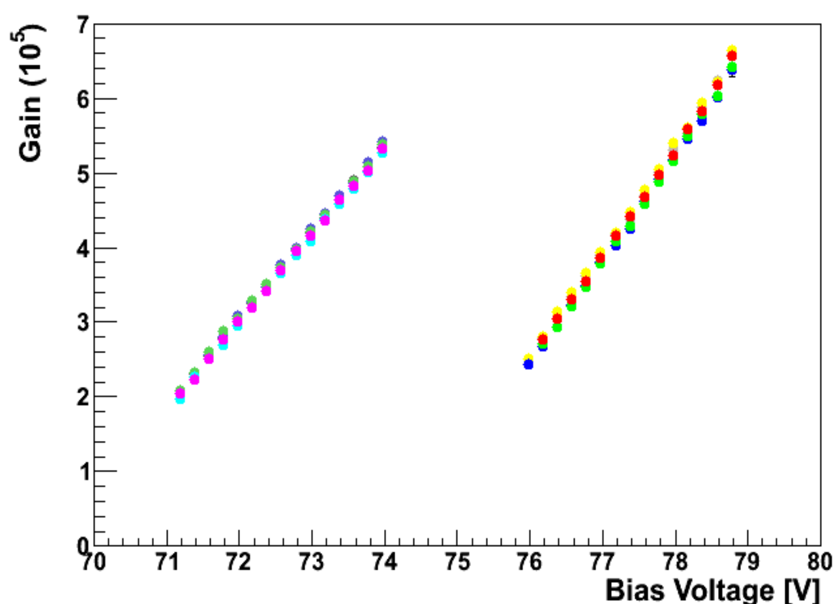



図 4.1.5: 計 10 サンプルにおけるゲイン分布．

のばらつきがどのように応答曲線に効いてくるのか調べるのに効率がいいため，本研究ではこの 2 パターンのあるサンプルを使用した．Fit 関数から求めた，この 10 サンプルにおけるばらつきを図 4.1.6，図 4.1.7，図 4.1.8 に載せる． 図 4.1.6 より，静電容量の個体差は 9.0 % のばらつきがあることが分かる．同様に，図 4.1.7 より，降伏電圧の個体差は 3.4 % のばらつき，図 4.1.8 より，ゲイン (降伏電圧＋ 3 V の時) の個体差は 9.1 % のばらつきがあるといえる．

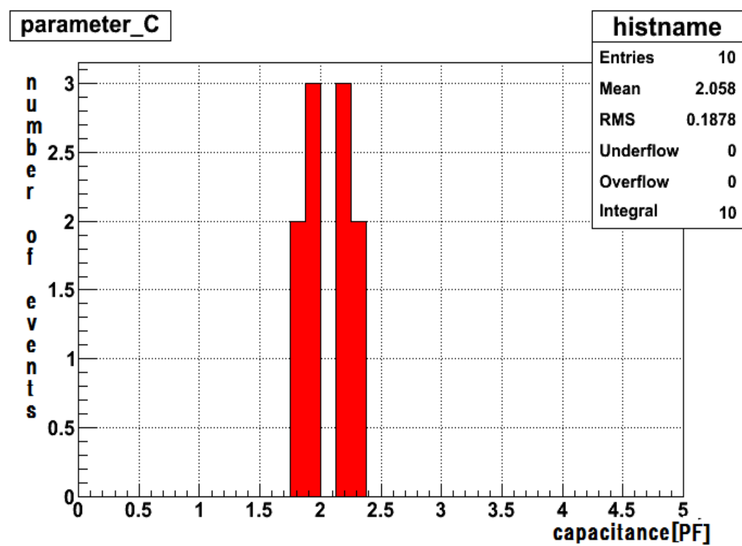



図 4.1.6: 計 10 サンプルにおける静電容量分布.

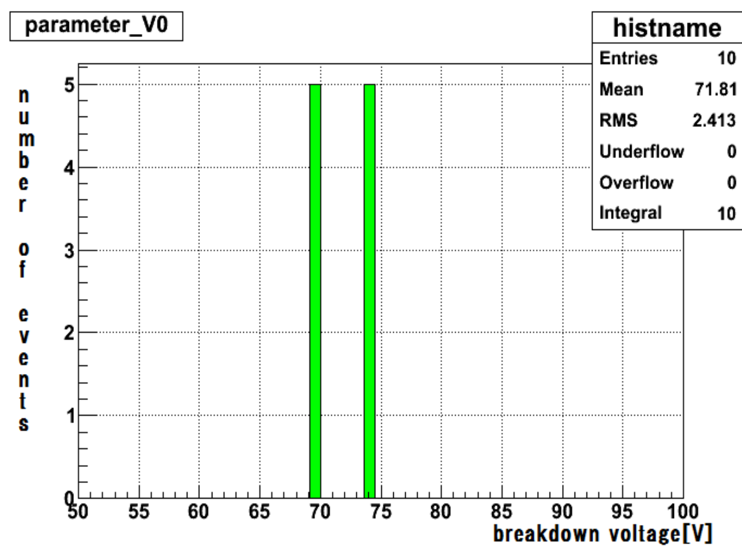



図 4.1.7: 計 10 サンプルにおける降伏電圧分布.

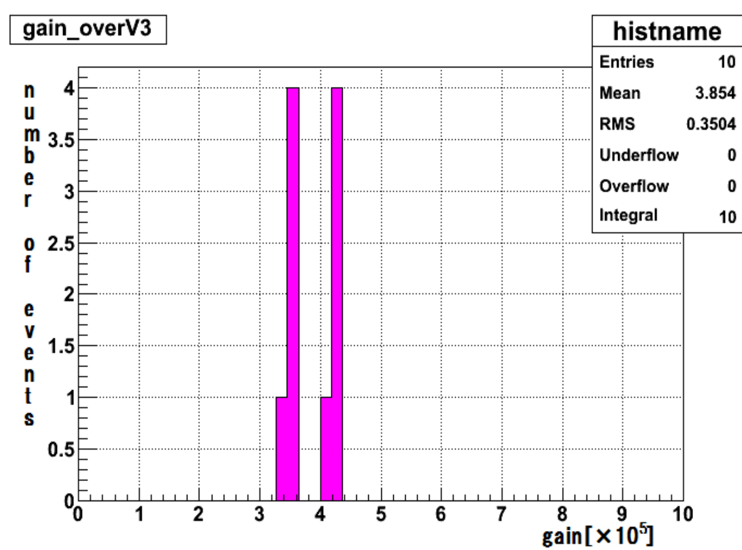



図 4.1.8: 計 10 サンプルにおけるゲイン分布：降伏電圧+3 V.

## 4.2 応答曲線の測定

応答曲線を測定するには，目的となる MPPC の読み出しと同様に真の光量をモニターするための読み出しが必要である．本研究では，増幅率が同等の光電子増倍管を光量モニターとして選んだ．また，光源としては，浜松ホトニクス社製のピコ秒ライトパルスレーザーを用いた．レーザーをそれぞれの読み出し受光面に垂直になるようにセットした．図 4.2.1 に MPPC 単体の応答曲線のセットアップ，図 4.2.2 に恒温槽の中の全体像の模式図，図 4.2.3 に恒温槽の中の上から見た時の模式図および図 4.2.4 に恒温槽の中の写真を載せる．また，MPPC 単体の応答曲線測定に使用した機器を表 4.2.1 に載せる．図 4.2.1 には応答曲線用の読み出し回路を載せる．

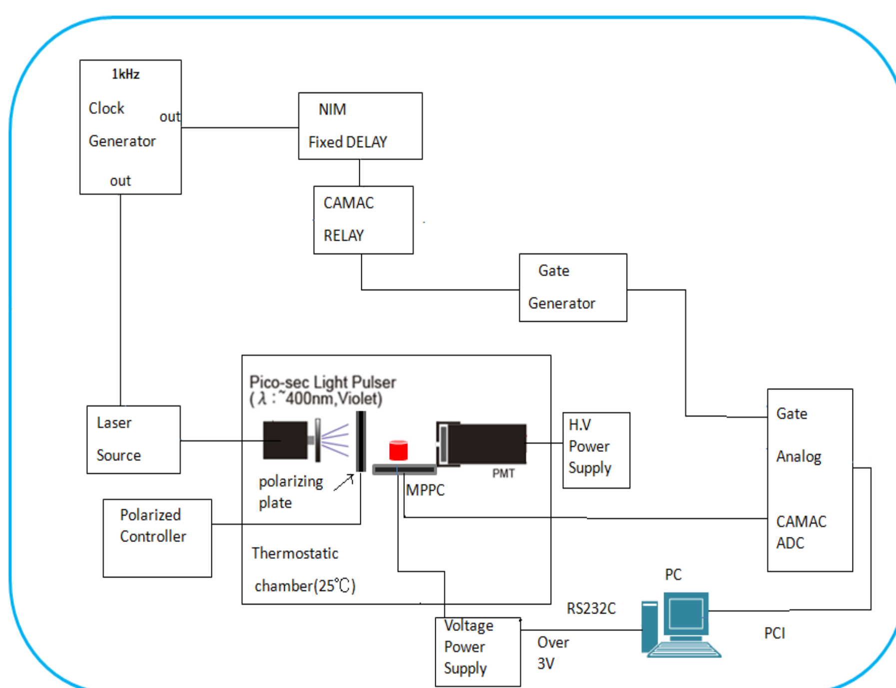



図 4.2.1: MPPC 単体の応答曲線測定のセットアップ.

表 4.2.1: MPPC 単体の応答曲線の測定に用いた機器.

| | |
|---|---|
| クロックジェネレータ | :N010 HOHSHIN |
| ゲートジェネレータ | : KN 1500 Kaizu works corporation |
| ディレイ | : 330 (株) 海津製作所 |
| ディレイ | ： 3570 (株) 海津製作所 |
| アナログ・デジタル・コンバータ ( ADC ) | : C009 HOHSHIN |
| GPIB Interface | : 3388 Kinetic Systems Corporation |
| 電流測定用デジタル・マルチメータ | : 7461A ADVANTEST |
| 電圧測定用デジタル・マルチメータ | : R6551 ADVANTEST |
| 恒温槽 | : FL2100 ETAC |
| レーザー | ： C10196 HAMAMATSU |
| 偏光板 | : F62-25.4/A41-50 SURUGA SEIKI |
| stepping moter controller | : DS102 SURUGA SEIKI |
| フィルター | :046613 EO edmund 70%,50%,40%,25% |
| MPPC 用低電圧電源 | ： PMC350 KIKUSUI |
| 光電子増倍管 | ： H1161GS HAMAMATSU |
| HV | ： RPH-030 REPIC |
| MPPC 用電源 | : 6517A KEITHLEY |

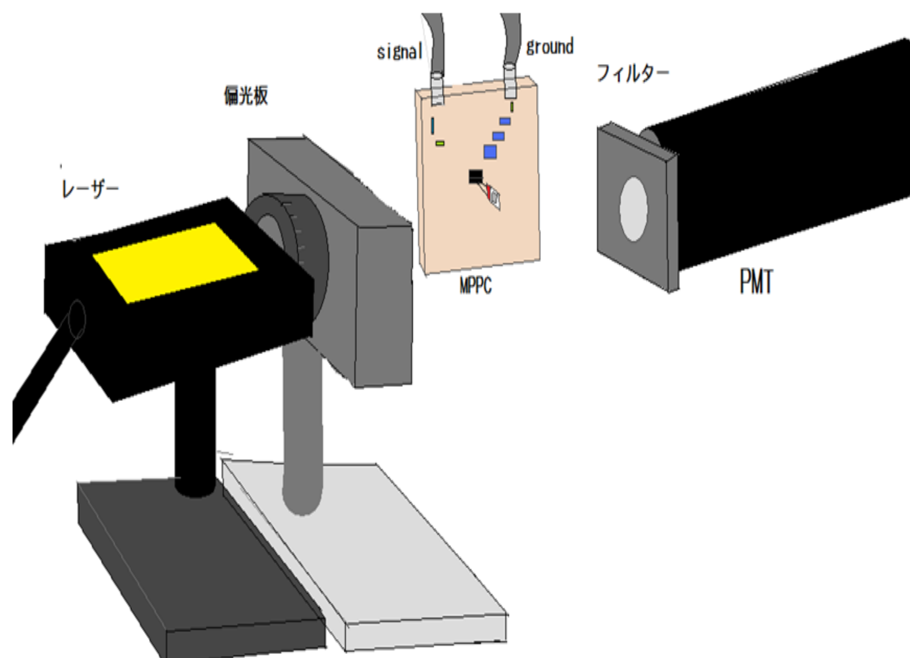



図 4.2.2: MPPC 単体の応答曲線測定のための模式図.

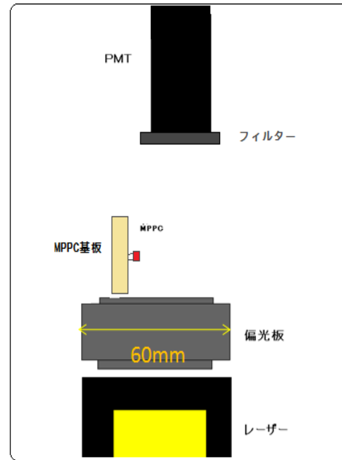



図 4.2.3: MPPC 単体の応答曲線測定のための模式図:上から見た時.

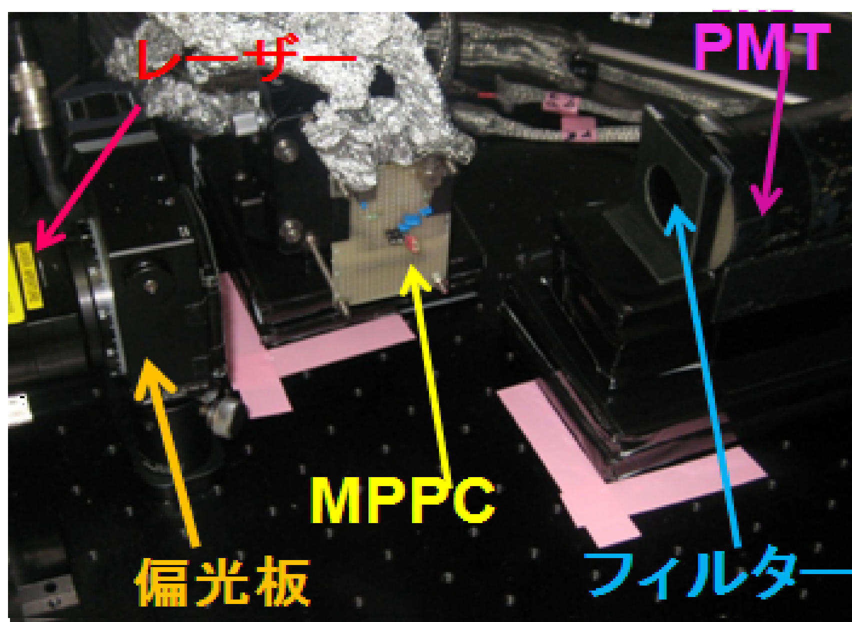



図 4.2.4: MPPC 単体の応答曲線測定のセットアップ.

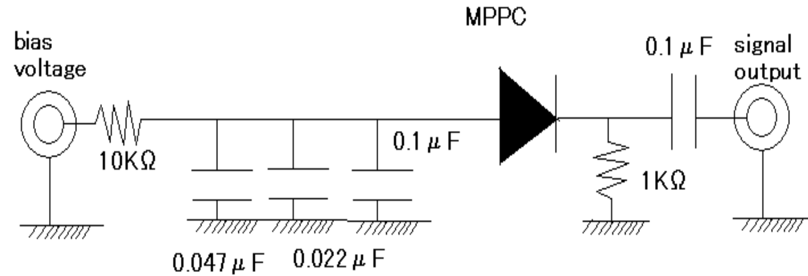



図 4.2.5: 応答曲線測定読み出し用回路.

### 4.2.1 測定方法

読み出し用回路に MPPC をセットし，恒温槽の温度を 25 ℃に設定する．レーザーコントローラの光強度を最大に設定する．クロックジェネレータから 1 kHz の信号を出力し， レーザーコントローラーにて MPPC に最大の光量がモニター出来る偏光板の角度で調節し，固定する．レーザーの発光と同期したゲートをゲートジェネレータで作り，ADC に入力した. この状態で PMT からも高電圧かけ，ゲートに入るように調節する．図 4.2.2，図 4.2.3 より，PMT の前にはフィルターを置いており，光量を 3 % のみ透過している．

MPPC の電源は増幅率測定より求められた降伏電圧 (breakdown voltage) より 3 V 上で設定する．一方で PMT の電圧を決定する際に，HV Curve を測定する必要がある．これはモニター側の PMT の応答が線形状態の範囲でモニターをしないといけないためである．なので，温度が十分に安定するのを待ち，上記に述べたセットアップのまま，PMT が正常に動作する範囲で印加電圧を 50 V ずつ変え，各電圧で PMT からの出力電荷量を測定した．図 4.2.6 に PMT の ADC pulse height の印加電圧依存性を示す．図 4.2.6 は log スケールでプロットしてあるので，この曲線は以下の式でフィットした．

$$y = [0] * pow(x, [1]) \qquad (4.2.1)$$

パラメータ p0，p1 はフリーパラメータである．probability がよい範囲まで最大にフィットした．

図 4.2.6 より，PMT の印加電圧が増加すれば ADCpulse height も線形に増加する様子が見られる．しかし，650 V を境に probability が悪くなり， 線形に乗らない領域があることが分かる．この範囲が PMT における飽和状態が起きている範囲と言える．このことを理解したうえで，PMT の印加電圧をフィット出来る範囲内で設定した．

これらの設定が整った後，偏光板のコントローラーで，先ほど固定した回転角度を 0

点と置き，4.5　°間隔で 40 回回転して 180 度分の光量を各角度でモニターした．偏光板は 1 枚を回転することで光量の増減を行っている．

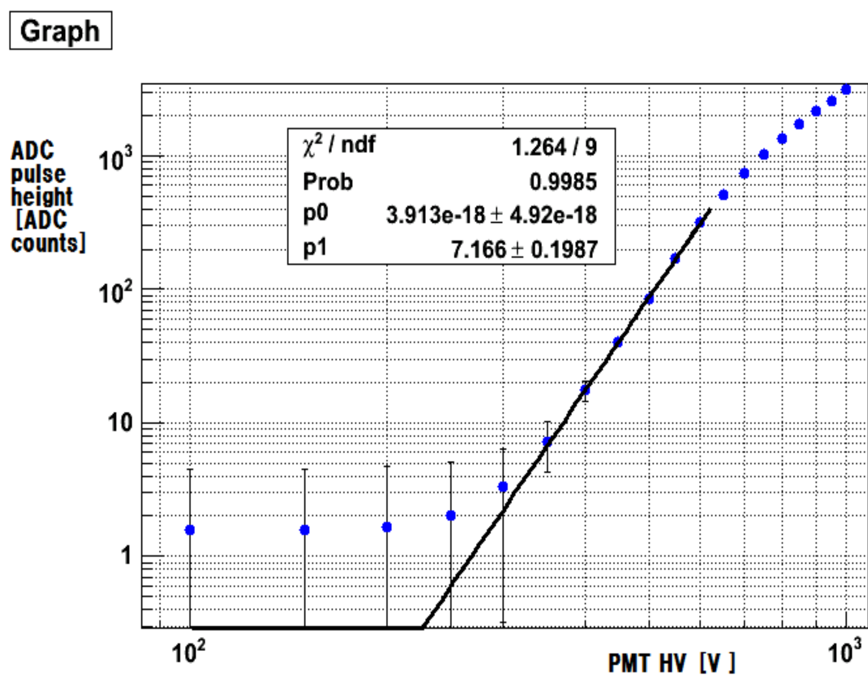



図 4.2.6: HV curve.

### 4.2.2　測定結果，考察

図 4.2.7 に最大の光量が入る角度のときの，PMT と MPPC のそれぞれの信号をオシロスコープで観測したもの，ADCCAMAC で信号を見たものを載せる．発光時間が短い光源なので，オシロスコープでの信号の幅が狭いのを確認できる．実際は右図のようなデジタル信号に変換したパルスの mean から，pedestal(ゲートの外にパルスを出したときの信号パルス) の mean を引いて図 4.2.8 の値にする．

図 4.2.8 に，ADCcounts の偏光板の角度依存性を載せる．線形領域でモニターすると，PMT の信号のように曲線のカーブを描くが， MPPC の信号のようにある光量から一定の応答しかしていないので，飽和現象を確認できる．

図 4.2.9 に，4.2.8 の PMT，MPPC の信号を x 軸・y 軸に置き替えた応答曲線を載せる．このときに，y 軸である MPPC は p.e. 数に変換している． 図 4.2.9 のように，x 軸が増加すれば，有効全ピクセル数に近づくにつれ非線形になり，やがて応答が一定になる様子が確認できた．フィットト関数として，時間構造が短い信号として，この応答曲線を式 ( A.0.3) を起用した．フィットがうまくいかないのは， アフターパルスやクロストーク等の効果がフォトカウンティングされるために見かけ上応答が大きくなってしまうからだと考えられる．

図 4.2.9 を基準として再現性および個体差の測定，評価を行った．

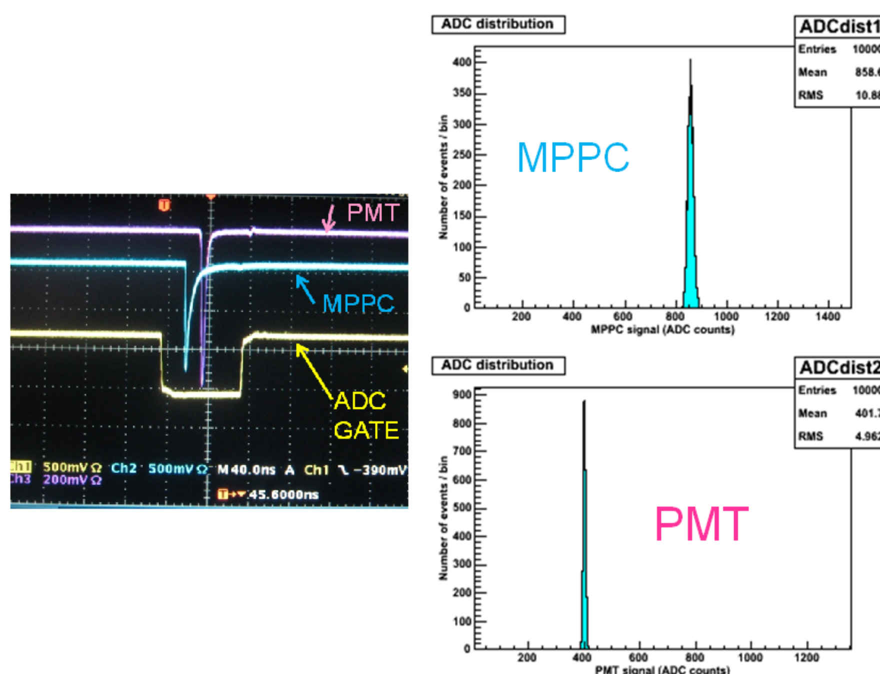



図 4.2.7: PMT と MPPC の信号 (左図:オシロスコープで PMT，MPPC，ADCgata の信号を見たとき，右図:左図の信号をデジタル信号に変換してプロットしたもの．)

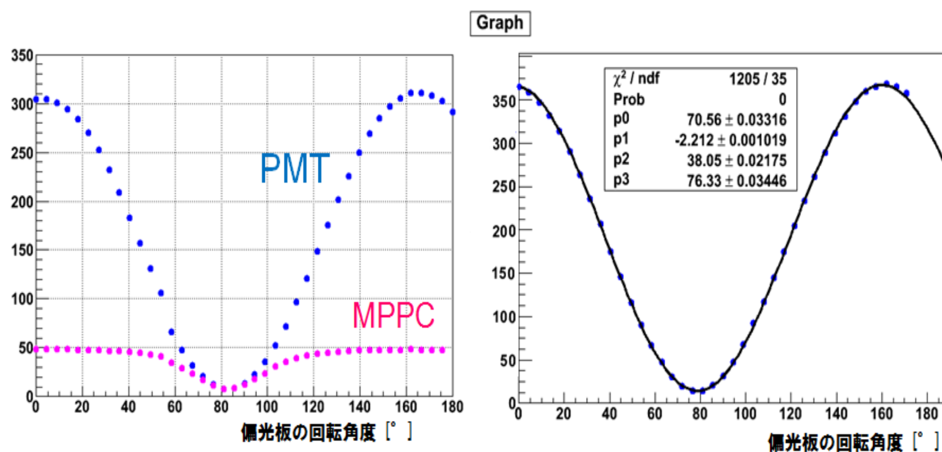



図 4.2.8: 信号の大きさの偏光板の回転角依存性．:左図，x 軸が偏光板の回転角のとき y 軸は PMT についてはADCcounts の signal から pedestal を引いたもの，MPPC は同様に引いたものに対して PMT の最小角に合わせて縮尺してある．右図，ある PMT の信号を sin 曲線でフィットしたもの．線形に応答していると言える．

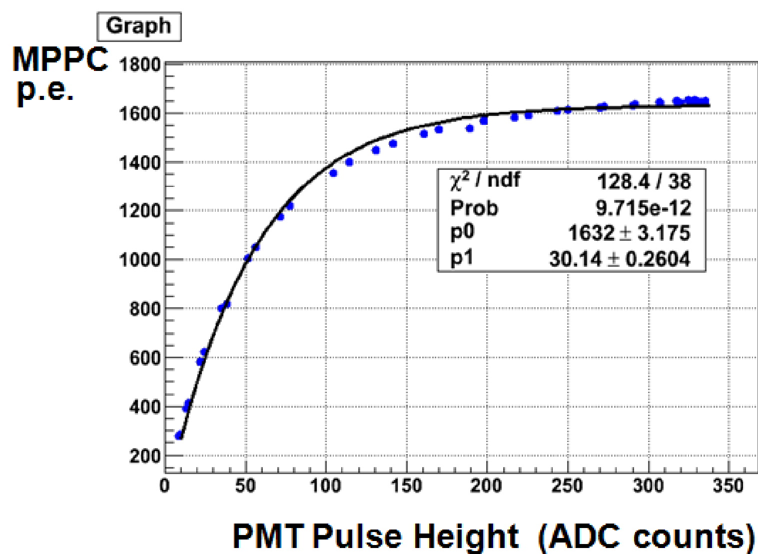



図 4.2.9: 応答曲線の例．：Fit 関数 (1 番簡単化した関数)：p0*( 1- exp (- p1 *x /p0 )) p0:有効全ピクセル数，p1:応答比．

## 4.3　MPPC 単体における応答曲線の再現性および個体差の評価

応答曲線の結果に対して「安定して正確な測定結果を得ること，サンプルに寄らず正確な測定結果を得る」ことは重要である．安定しているかどうかは，再現性やデータのバラツキ程度を評価することで得られる．個体差についても同様のことが言える．今応答曲線のセットアップの確立が出来た．MPPC 単体における個体差の評価を行うため，3 パターンの測定を行い，評価した．

### 4.3.1　測定方法

まず，一定の高温槽に入っているとはいえ，応答曲線測定に対しての再現性があることを確かめる必要性がある．また，個体差を調べるために測定するたびに基板から抜き差しするため，同一サンプルにて抜き差しすることによる影響を調べる必要がある．このことより，

- A:同一サンプルにて日時のみ変えて 10 回測定
- B:同一サンプルにて 1 回ごと基板から抜き差しを行い，計 10 回測定
- C:サンプルを変えて計 10 回測定

の 3 パターンの測定を行った．このそれぞれの応答曲線を 10 回ごと重ねたものを図 4.3.1 に載せる．

### 4.3.2　評価方法

10 回測定のばらつきの評価について述べる．以下の 2 つの評価方法で，それぞれの評価を行った．

- (1)，fit 関数から求まるパラメータによるばらつきの評価
  Fit 関数 (一番簡単な関数)　：　p0*( 1- exp (- p1 *x /p0 ))
  p0：有効全ピクセル数，　p1：　応答比
- (2)，ADC pulse height によるばらつきの評価
  偏光板による 40 点のデータによるばらつきを評価する．

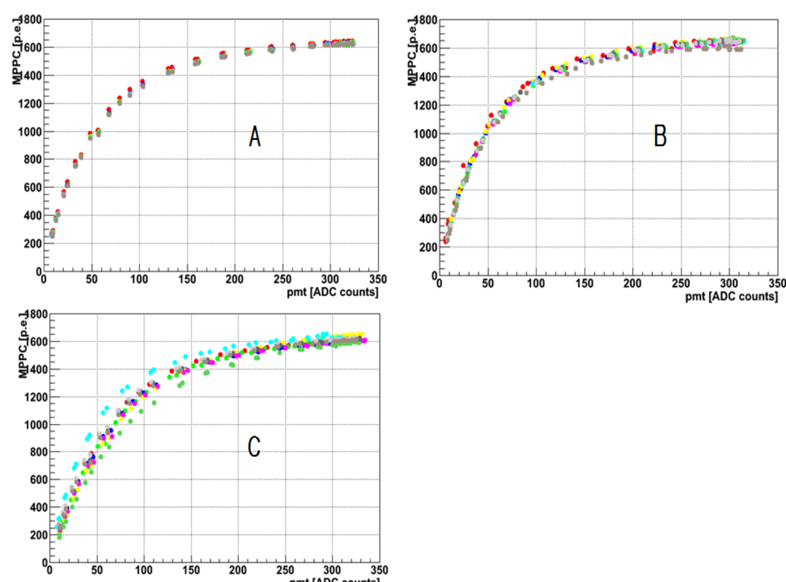



図 4.3.1: 応答曲線，A:同一サンプルにて日時のみ変えて 10 回測定したもの，B:同一サンプルにて 1 回ごと基板から抜き差しを計 10 回行った時のもの，C:サンプルを 10 回変えた時のもの.

表 4.3.1: fit 関数から求まるパラメータによるばらつきの評価.

| | 全有効ピクセル数のばらつき | 応答比のばらつき |
|---|---|---|
| A | 0.57 % | $2.6 \pm 0.9$ % |
| B | 0.7 % | $4.4 \pm 0.3$ % |
| C | 0.7 % | $12.0 \pm 1.7$ % |

**(1)，fit 関数から求まるパラメータによるばらつきの評価**　表 4.3.1 に，フィット関数から求められる各測定のパラメータのばらつきを載せる．単位は % である．表 4.3.1 より，セットアップに対しての再現性は非常によいと言える．また，基板からの抜き差しによって応答比が悪くなるのは受光面の当たる角度が変化する統計誤差だと考えられる．また，MPPC 単体による個体差は全有効ピクセル数には寄与しないことが分かる．

**(2)，ADC pulse height によるばらつきの評価**　偏光板の角度ごとの光量に再現性や個体差の精度を調べることは重要である．図 4.3.2 に，測定項目 ABC の偏光板の各角度における再現性，個体差の精度を載せる．ピンクが MPPC の ADCpulseheight について，青が PMT の pulse height である．ただし C については MPPC は出力光子数に換算した後，求めている．図 4.3.2 から 40 回の平均を表 4.3.2 に載せる．単位は % である．
A，Bについて，応答曲線のセットアップや MPPC の抜き差しによる再現性は偏光板の角度に寄与しないことが分かる．一方で，C について飽和現象を起こす早さがサンプルによって違いが出たために，光量が中間の当たりで，個体差が広がると考えられる．

表 4.3.2: ADC pulse height によるばらつきの評価の平均.

| | PMT | MPPC |
|---|---|---|
| A | 0.6 % | 0.6 % |
| B | 2.2 % | 2.5 % |
| C | 0.7 % | 12.0 % |

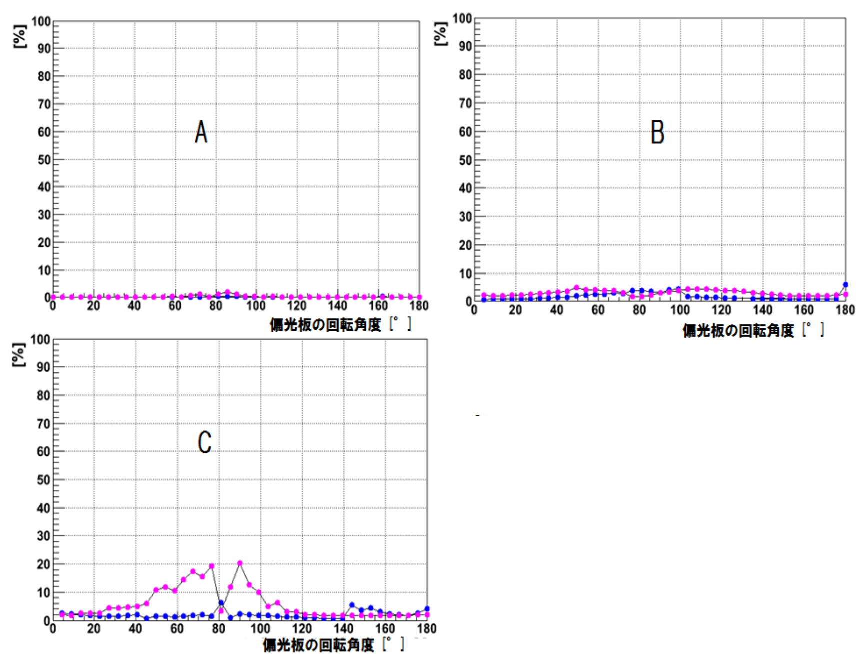



図 4.3.2: 偏光板の各角度における再現性および個体差の精度　A:同一サンプルにて日時のみ変えて 10 回測定したもの，B:同一サンプルにて 1 回ごと基板から抜き差しを計 10 回行った時のもの，C:サンプルを 10 回変えた時のもの.

## 4.4 結論

ILD カロリメータのビームテスト用に開発された MPPC について発光時間が短いパルスによる応答線形性の測定を行い，次のようなことが分かった.

- 70 ps の発光時間が短いパルスが入射してくると，飽和点 $1674 \pm 11$ p.e. にて応答飽和現象が起きる.
- MPPC 単体の飽和点の個体差はない.
- MPPC サンプルが持つ増幅率の個体差は，MPPC 単体の飽和点に寄与しない.

# 第5章　細分割カロリメータに用いるシンチレーターを用いたMPPCの応答線形性の評価

第1章で述べたように，ILCはヒッグス粒子の精密測定，トップクォークの精密測定，超対称性などの標準理論を超える物理の探索などを目的としている．そのためにはILCに用いられる検出器には高い性能が要求される．

ILC実験の検出器では，ジェット中の荷電粒子の運動量を飛跡検出器で，中性粒子のエネルギーをカロリメータで測定することにより，ジェットのエネルギー分解能の精度を上げる構想がある．そのためには，ジェット中の粒子を分類し個々のエネルギーを測定できる分割度がカロリメータに必要である(細分割型カロリメータ)．カロリメータの性能として重要なパラメータである，応答線形性について調べることは非常に重要なことである．

第四章において，発光時間が短いパルスによる応答線形性の測定を行った．しかし，細分割型カロリメータの検出層はシンチレータと波長変換ファイバーより変換される入射光を読み出すため，発光時間が長いパルスになる．

本章では，細分割型カロリメータのストリップ型シンチレータ1サンプルを用いて，実験室にMPPCの応答線形性の再現の確定，試験を行った．また，ストリップ型シンチレータ，波長変換ファイバー，読み出し用検出器MPPCの個体差がカロリメータに寄与するか考察した．MPPC＋波長変換ファイバー＋シンチレータから読み出されるの応答線形性について述べる．

## 5.1　測定のセットアップ

カロリメータで，実際に読み出されるのは，シンチレータに入射した粒子が波長変換ファイバーへ変換され，その波長変換ファイバーからMPPCへモニターされるので，同様に真の光量を読み出すPMTも同じモニターを行うために，ファイバーをシンチレータより伸ばす工夫をしている．図5.2.2，図5.2.3にファイバーおよびシンチレータを載せる．個体差を調べるために測定に使用したものも同様に載せている．図5.2.6にこのファイバーとシンチレータを使用して作製した1サンプル読み出し検出器を載せる．MPPCの読み出し側はシンチレータの溝に入れ，それに合わせてファイバーの受光面を空気接触する．残りのファイバーは反対側のシンチレータの受光面から伸ばしてPMTの受光面に空気接触させる．応答線形性を確実に捕えるために，シンチレー

タの遮光部分 10 mm を除いて，レーザーが一面に当たるようにシンチレータを出している．

このように作製した検出器を基板に差し，シンチレータの側面をレーザーに垂直になるように固定した．図 5.1.1 にシンチレータ＋波長変換ファイバー＋ MPPC の応答曲線のセットアップ，図 5.1.2 に恒温槽の中の全体像の模式図，図 5.2.1 に恒温槽の中の上から見た時の模式図および図 5.2.7 に恒温槽の中の写真を載せる．また，MPPC 単体の応答曲線測定に使用した機器を表 5.1.1 に載せる．

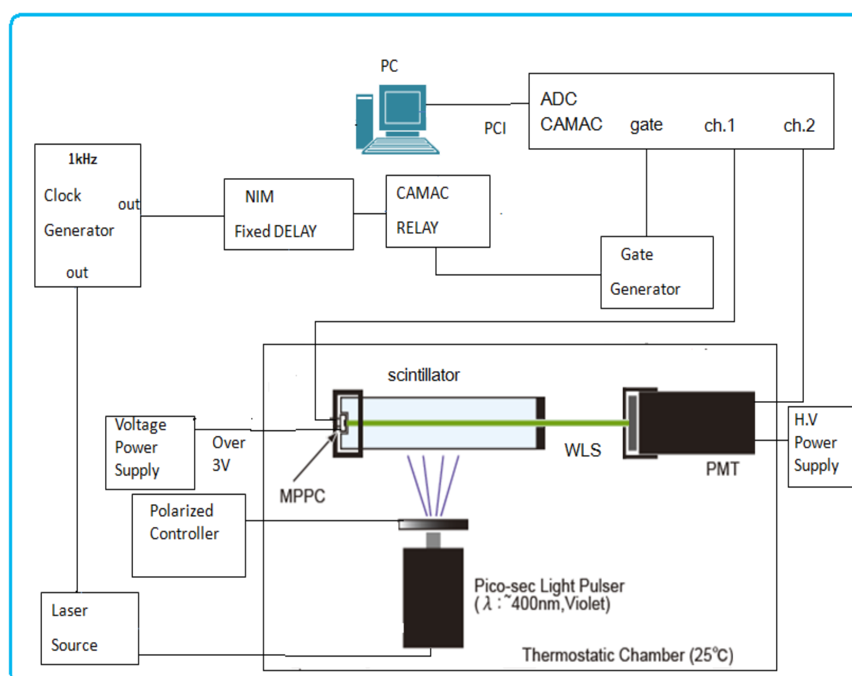



図 5.1.1: シンチレータ＋波長変換ファイバー＋ MPPC の応答曲線測定のセットアップ.

## 5.2　測定方法

測定方法は，第四章の MPPC 単体の応答曲線と同様であるため，省略する．

表 5.1.1: シンチレータ＋波長変換ファイバー＋ MPPC の応答曲線の測定に用いた機器.

| | |
|---|---|
| クロックジェネレータ | :N010 HOHSHIN |
| ゲートジェネレータ | : KN 1500 Kaizu works corporation |
| ディレイ | : 330 (株) 海津製作所 |
| ディレイ | ： 3570 (株) 海津製作所 |
| アナログ・デジタル・コンバータ ( ADC ) | : C009 HOHSHIN |
| GPIB Interface | : 3388 Kinetic Systems Corporation |
| 電流測定用デジタル・マルチメータ | : 7461A ADVANTEST |
| 電圧測定用デジタル・マルチメータ | : R6551 ADVANTEST |
| 恒温槽 | : FL2100 ETAC |
| レーザー | ： C10196 HAMAMATSU |
| 偏光板 | : F62-25.4/A41-50 SURUGA SEIKI |
| フィルター | :046613 EO edmund 70%,50%,40%,25% |
| stepping moter controller | : DS102 SURUGA SEIKI |
| MPPC 用低電圧電源 | ： PMC350 KIKUSUI |
| 光電子増倍管 | ： H1161GS HAMAMATSU |
| HV | ： RPH-030 REPIC |
| MPPC 用電源 | : 6517A KEITHLEY |

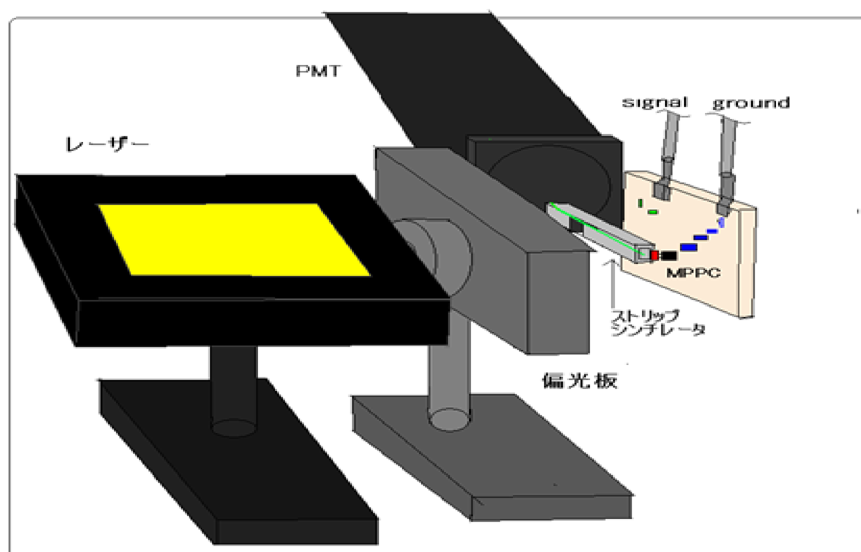



図 5.1.2: シンチレータ＋波長変換ファイバー＋ MPPC 応答曲線の模式図.

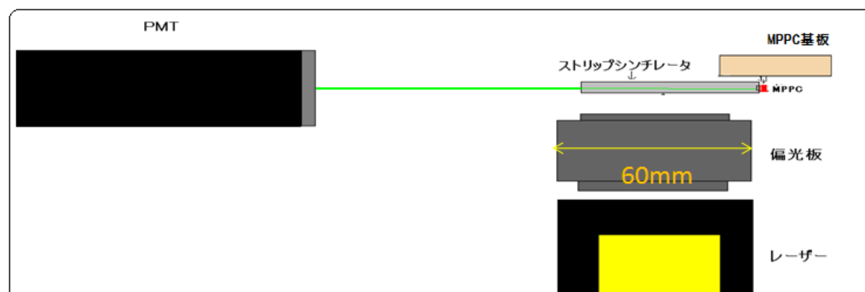



図 5.2.1: シンチレータ＋波長変換ファイバー＋ MPPC 応答曲線の模式図：上から見た時.



図 5.2.2: 使用した波長変換ファイバー，左図：全長 1 m, 断面積 1 $mm^2$ を使用した. 右図：左のファイバーを 18 cm ごと切り取り，断面をやすりで垂直かつ滑らかにした後，ピタールで磨いた. シンチレータに挿入する 4.5 cm と PMT 受光面に入れる 1 cm を残して遮光テープを巻いてある.

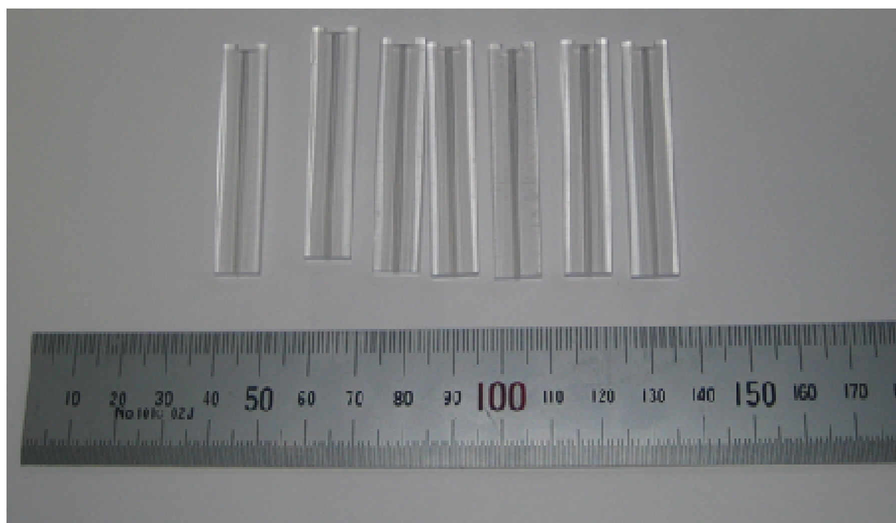



図 5.2.3: 実際にビームテストで使用されたストリップシンチレータ.



図 5.2.4: 読み出し用検出器 1：左図，MPPC 側受光面 右図，PMT 受光面.

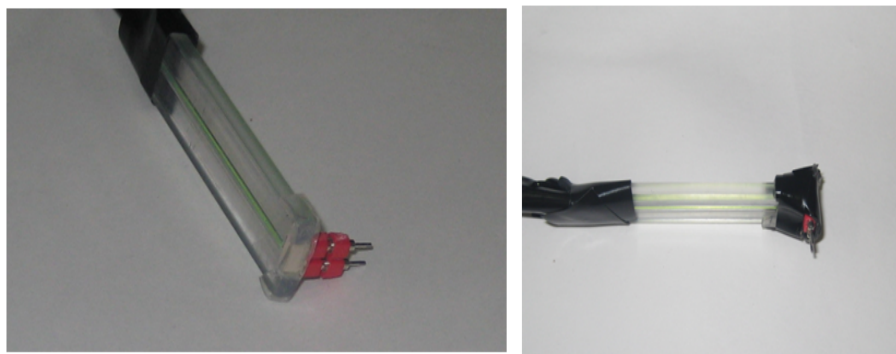


図 5.2.5: 読み出し用検出器 2：左図，シンチレータ側受光面の溝に MPPC 検出器を差し込んだもの． 検出器の受光面とファイバーは空気接触してある． 右図:受光面を遮光した後.

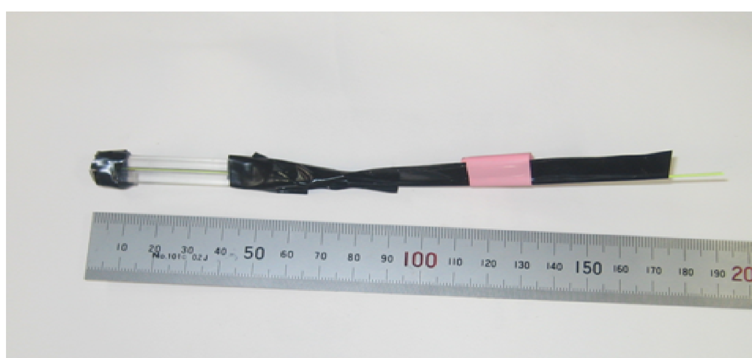



図 5.2.6: 読み出し用検出器 3：全体図，シンチレータに波長変換ファイバーを挿入し，MPPC の受光面とファイバーを空気接触させ，5 mm 分遮光した．同様に PMT モニター側も 5 mm 遮光してある．

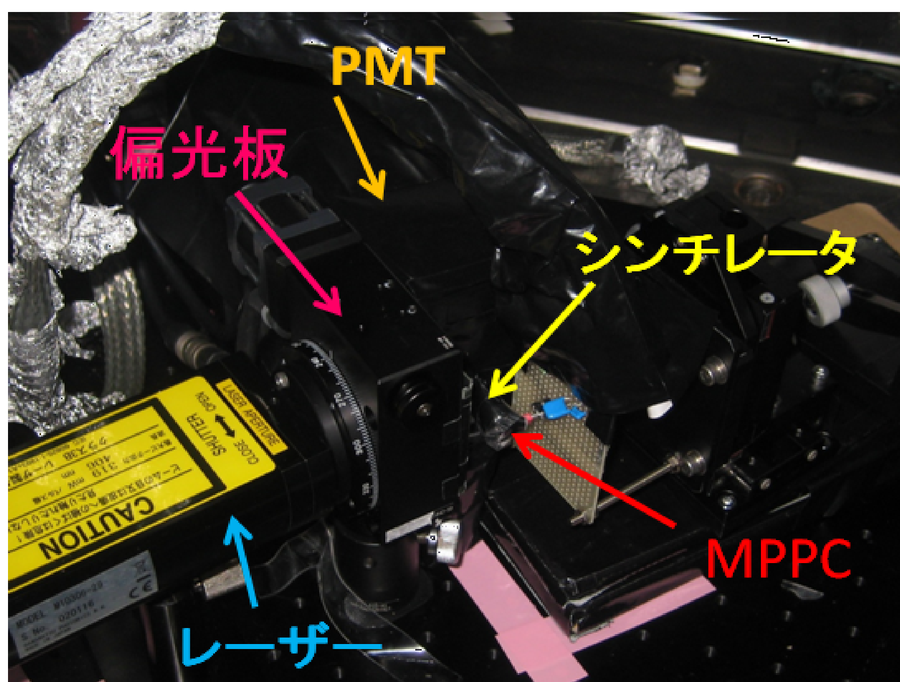



図 5.2.7: シンチレータ＋波長変換ファイバー＋ MPPC の応答曲線測定のセットアップ：実際に測定時は上から遮光シートを被せている．

## 5.3 測定結果，考察

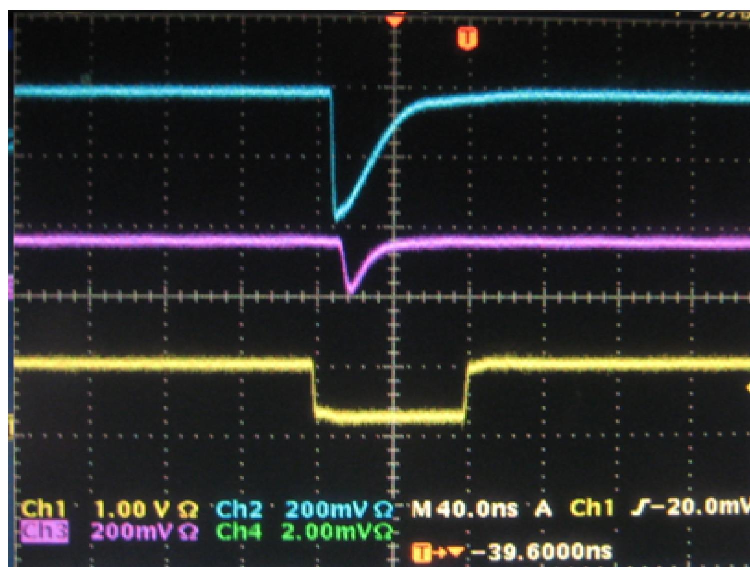



図 5.3.1: PMT と MPPC の信号：光量が最大の時，青‥MPPC，ピンク‥PMT，黄色‥ゲート信号．

図 5.3.1 に最大の光量が入る角度のときの，PMT と MPPC のそれぞれの信号をオシロスコープで観測したものを載せる．シンチレータから波長変換ファイバー，MPPC へと 2 回変換されて入射するため，入射時間幅が長くなる．このことから，何度もフォトカウンティングするために，オシロスコープでの信号の幅が大きくなるのを確認できる．

図 5.3.2 に，応答曲線の結果を載せる．x 軸が増加すれば，有効全ピクセル数に近づくにつれ非線形になり，そのまま上昇し続ける結果となった． 入射時間幅が長いことで多くの光子が入射しているからと考えられる．今回はフィット関数として，式 (A.0.3) を起用した．一つの物差しとしてこの関数のパラメータを信頼する．図 5.3.2 を基準としてこの応答曲線の再現性測定，評価を行った．

図 5.3.3 に図 5.3.2 の応答曲線に対して再現性があるか調べるために，セットアップを変えずに 10 回測定した再現性を調べた．重ねた結果を載せる．第四章にも述べたとおり，2 通りの評価方法を用いて再現性の精度を調べた．それぞれの測定に対してフィット関数 (1 番簡単化した関数) にてフィットし，そこから求めたパラメータのばらつきについてまとめたものを，表 5.3.1 に載せる．単位は % である．表 5.3.1 と，表 4.3.1 を比較してみると，応答比のばらつきはほぼ変化していないことより，線形の範囲では再現性の精度が変化しないと分かる．一方で全有効ピクセル数のばらつきの精度が低下する．

図 5.3.4 に，再現性の偏光板の角度依存性，表 5.3.2 に 40 点の再現性の平均値を載せる．表 5.3.2 の単位は % である．光量の増減に対して，再現性は変化しないこと，ま

た偏光板の角度によって再現性の精度は良いことが分かる.

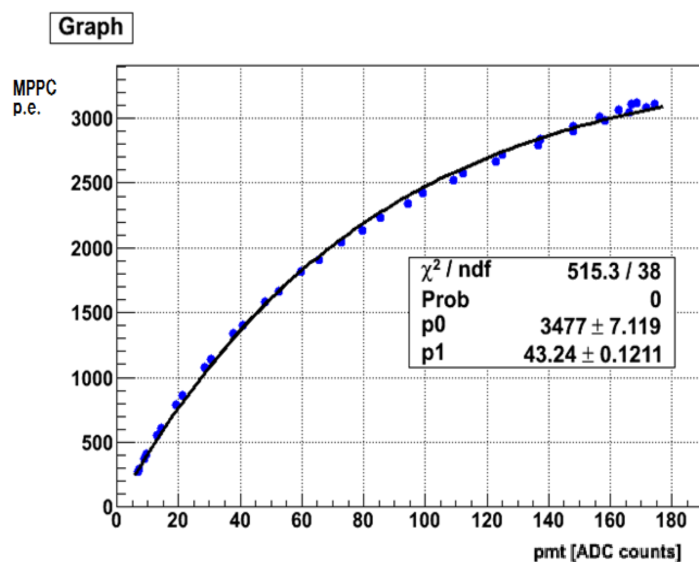



図 5.3.2: 応答曲線結果. Fit 関数 (1 番簡単化した関数)：p0*( 1- exp (- p1 *x /p0 )) p0:有効全ピクセル数，p1:応答比.

表 5.3.1: fit 関数から求まるパラメータによるばらつきの評価:シンチレータに直接当てた時.

| 全有効ピクセル数のばらつき | 応答比のばらつき |
|---|---|
| $1.8 \pm 0.1$ % | $2.6 \pm 0.1$ % |

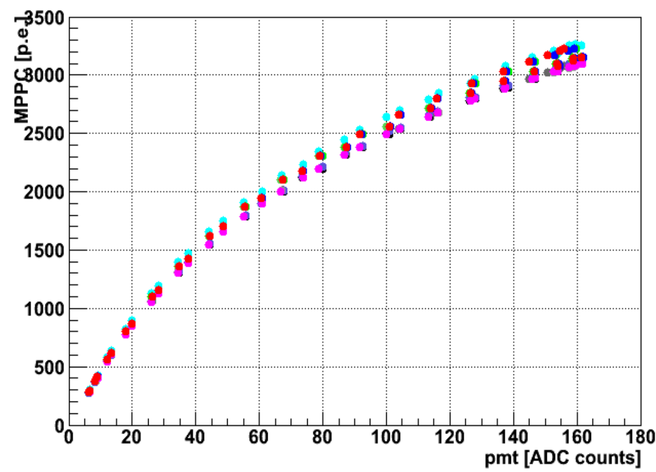



図 5.3.3: 応答曲線再現性測定結果：計 10 回セットアップを変えずに測定.

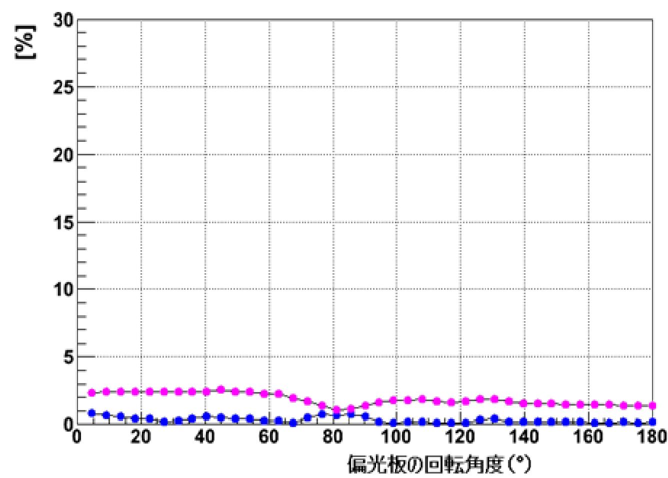



図 5.3.4: 偏光板の角度依存性による再現性の精度，結果:10 回セットアップを変えずに測定，青‥PMT，ピンク‥MPPC.

表 5.3.2: ADC pulse height によるばらつきの評価の平均:シンチレータに直接当てた時.

| PMT | MPPC |
|---|---|
| 0.3 % | 1.9 % |

## 5.4 ILC カロリメータにおける応答線形性測定・評価

シンチレータストリップによる細分割カロリメータ試作機 (ScECal) の大きさはおおよそ $22 \times 20 \times 26$ cm$^3$，信号の読み出しチャンネル数は合計 2,160 チャンネルである．ScECal を構成する 1 ストリップについて，実際はストリップ間のクロストークをなくすために厚さ 0.057 mm の反射フィルムでストリップの全面を覆う構想が考えられている．図 5.4.1 に実際のビームテストにて使用していたシンチレータおよび 1 ストリップの反射材を載せる．ビームテストにて全チャンネルの MPPC に対する増幅率の測定が行えるように直径 3 mm の穴が開いてある．以下の特性を調べることは，応答線形性を知る上で重要である．

- 反射材の有無は応答線形性にどのように影響を与えるか.
- シンチレータに入射する光量は応答線形性に寄与するか.
- 応答線形性はシンチレータの個体差に寄与しないこと.
- 応答線形性は波長変換ファイバーの個体差に寄与しないこと.
- 応答線形性は MPPC の個体差に寄与しないこと.

これらを調べるために，以下の項目について試験測定した.

- 応答曲線のシンチレータ受光面積依存性
- 応答曲線のシンチレータによる個体差
- 応答曲線の波長変換ファイバーによる個体差
- 応答曲線の MPPC による個体差
- 応答曲線の反射材の有無



図 5.4.1: ScECal を構成する 1 ストリップを覆う反射材.

### 5.4.1　応答曲線のシンチレーター受光面積依存性，結果および考察

図 5.4.2 にシンチレータに当たる光源の受光面積によって応答線形性が変わるのか調べるため，反射材を 4 種類作成した．図 5.4.1 のような直径 3 mm の穴では，飽和現象の全形が取れる光量を得られることが出来なかったためにこのようにした．図 5.4.3 に反射材を巻いたときの 1 ストリップ読み出し検出器を載せる．シンチレータ，波長変換ファイバーおよび MPPC は変えず，反射材のみ入れ替えてそれぞれ，応答曲線を測定した．

図 5.4.4 に,「あ」から「え」までそれぞれの応答曲線の結果を載せる．

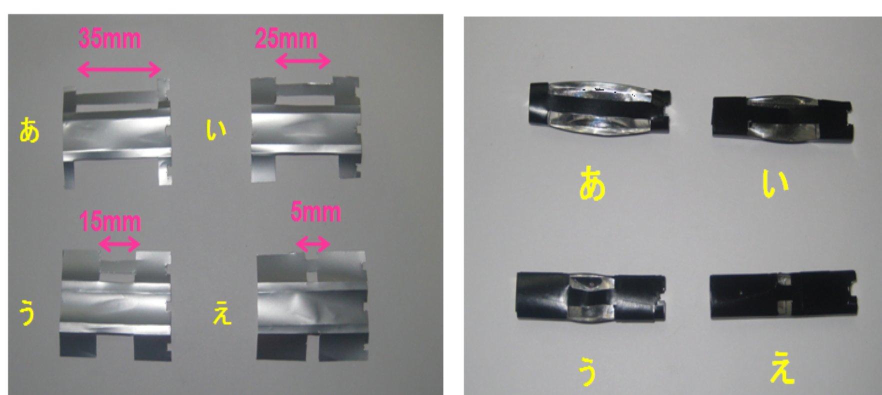



図 5.4.2: 測定に用いた反射材：左図，シンチレータに巻く前のもの，右図，光源が反射材によって反射するのを防ぐため遮光テープを上から張り差し込む状態にしたもの． 波長変換ファイバーに直接レーザー光が入らないように幅 4 mm の反射材で覆っている．

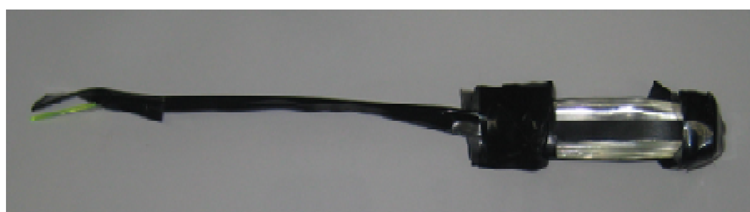


図 5.4.3: 反射材を巻いたときのシンチレータ:35 mm.

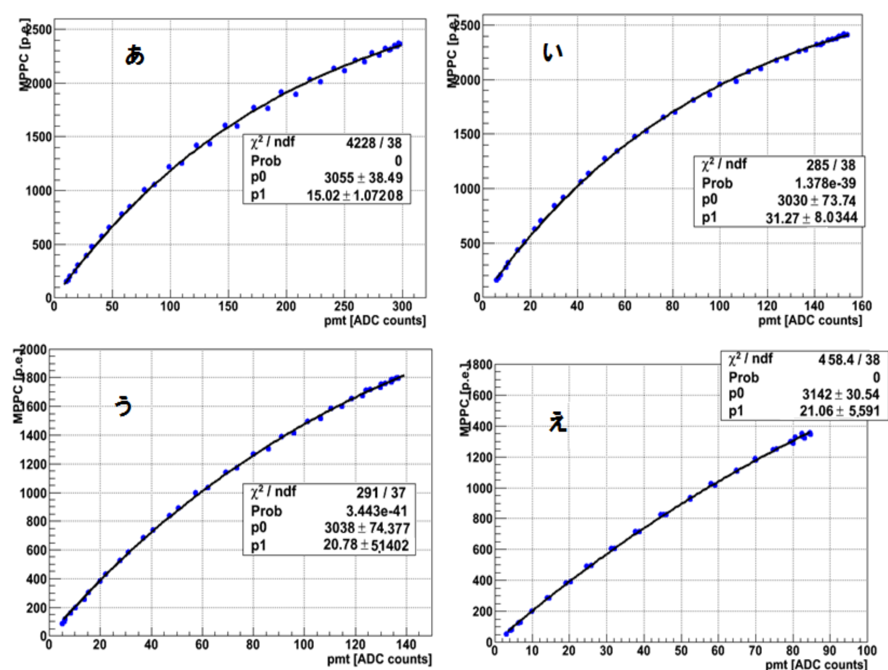



図 5.4.4: 応答曲線結果：シンチレーター受光面積依存性．あ:35 mm，い:25 mm，う:15 mm，え:5 mm.

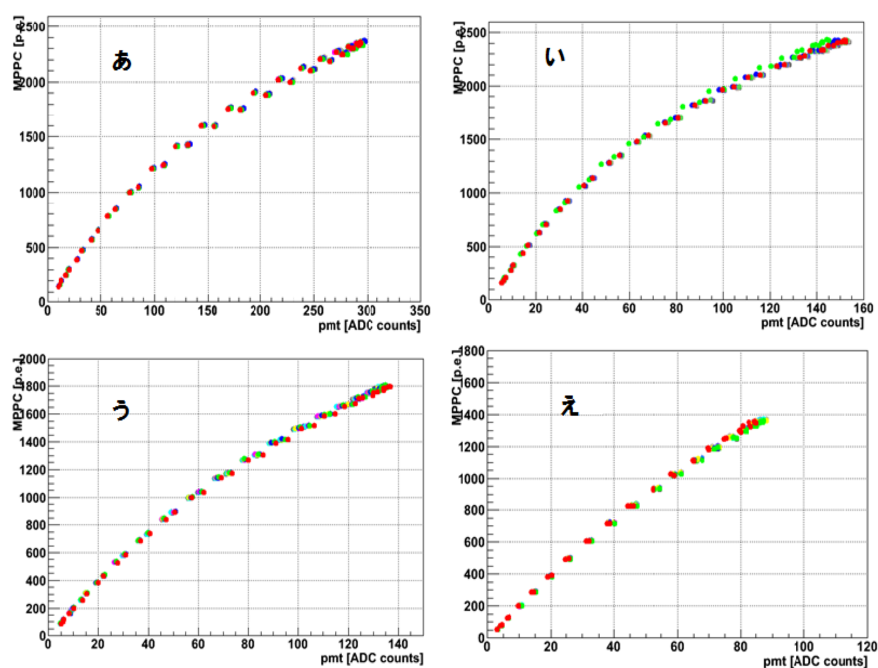



図 5.4.5: 応答曲線結果：シンチレーター受光面積依存性，各 10 回ごと測定.

表 5.4.1: fit 関数から求まるパラメータによるばらつきの評価:シンチレーター受光面積依存性.

| シンチレーターの受光面積 | 全有効ピクセル数のばらつき | 応答比のばらつき |
|---|---|---|
| 35 mm | $0.5 \pm 0.1$ % | $2.4 \pm 0.2$ % |
| 25 mm | $0.4 \pm 0.1$ % | $1.4 \pm 0.5$ % |
| 15 mm | $0.8 \pm 0.1$ % | $0.9 \pm 0.1$ % |
| 5 mm | $2.0 \pm 0.6$ % | $1.0 \pm 0.2$ % |

図 5.4.4 は，フィット関数として一番簡単なフィット関数を用いている．シンチレータに当たる受光面積が狭くなるほど，入射光量が減るために，応答曲線の非線形より線形の様子を捕えることが分かる．パラメータ p0 である全有効ピクセル数について，受光面積には寄与しないということが分かる．このことより，本研究で測定した範囲では飽和点は変化しないことが分かる．

図 5.4.5 に．図 5.4.4 の結果における再現性があることを調べるために，セットアップを変えずにそれぞれ 10 回毎応答曲線を測定し重ねたものを載せる．視覚的に，反射材を入れても再現性が低下することはないと考えられる．表 5.4.1 に，測定ごとフィットを行いフィット関数より求められるパラメータのばらつきについて載せる．単位は % である．結果より再現性は非常によいと言える．

次に，偏光板の角度における再現性の精度についても評価した．図 5.4.6 に受光面積ごとの偏光板の角度ごとの再現性の精度を載せる．青が PMT，ピンクが MPPC である．偏光板の角度によって不規則な変化が見られる．
表 5.4.2 に 40 回の結果の平均を取ったものを載せる．表より再現性の精度は受光面積に寄与せず，よい結果が得られた．また反射材を巻いたときでも十分再現性があるということが分かる．

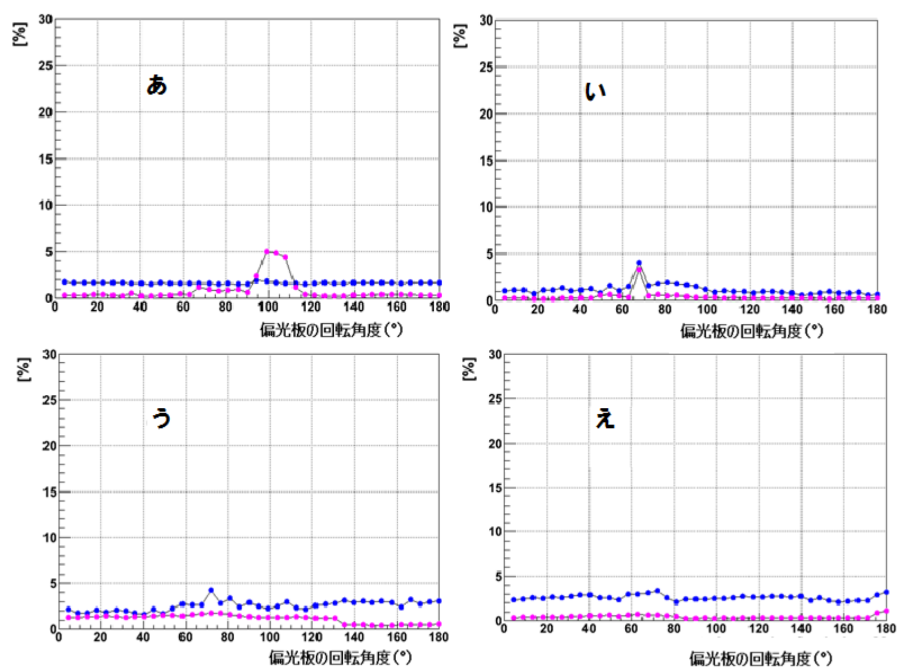



図 5.4.6: 偏光板の各角度における再現性の精度: あ.35 mm，い.25 mm，う.15 mm，え.5 mm.

表 5.4.2: ADC pulse height によるばらつきの評価の平均:シンチレーター受光面積依存性.

| シンチレーターの受光面積 | PMT | MPPC |
|---|---|---|
| 35 mm | 1.7 ± 0.1 % | 0.9 % |
| 25 mm | 1.2 ± 0.1 % | 0.4 % |
| 15 mm | 2.5 ± 0.3 % | 1.2 ± 0.1 % |
| 5 mm | 2.6 ± 0.2 % | 0.5 % |

### 5.4.2 応答曲線の再現性試験，結果および考察

1 ストリップシンチレータにおける応答曲線試験を行う際に，サンプルを変えることになるため，測定器に対する再現性を調べる必要がある．そこで 1 ストリップシンチレータを 1 回毎にばらして測定をし，この測定器に対する再現性を調べた．図 5.2.6, 図 5.4.3 の反射材を巻かないときおよび巻いたときの両方で測定を行った．シンチレータの受光面積は 35 $mm$ 開けてある．図 5.4.7 に試験結果を重ねたものを載せる．また表 5.4.3 にフィット関数より求められたパラメータのばらつきを載せる． 図と表より，

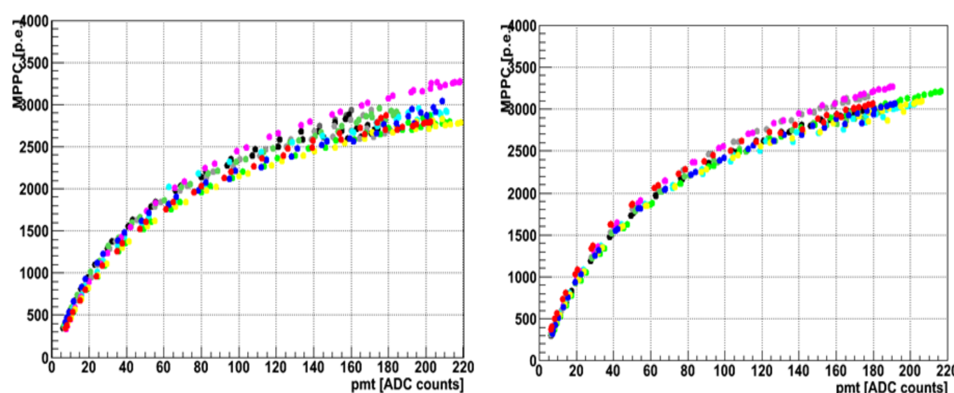



図 5.4.7: 応答曲線再現性測定結果：計 10 回，1 回毎ストリップシンチレータからファイバー，MPPC を組み立て測定．シンチレータ，ファイバー，MPPC は同サンプル．：左図，反射材を巻かないとき，右図，反射材を巻いたとき．

表 5.4.3: fit 関数から求まるパラメータによるばらつきの評価:再現性試験.

| パラメータのばらつき | | |
|---|---|---|
| | 反射材なし | 反射材あり |
| 全有効ピクセル数 | 5.8 ± 1.6 % | 3.4 ± 0.6 % |
| 応答比 | 8.4 ± 1.8 % | 5.3 ± 1.3 % |

基板から抜き差しする，波長変換ファイバーと MPPC のマッチング等の原因より再現性が低下することが分かる．再現性によるパラメータのばらつきを応答曲線の個体差測定時に使用する．

この 10 回測定による再現性を偏光板の各角度における精度を図 5.4.8 に載せる．また 40 点のばらつきの平均を表 5.4.4 に載せる．一定に再現性にばらつきがあるのが分かる．これは偏光板の角度には依存しないと言える．

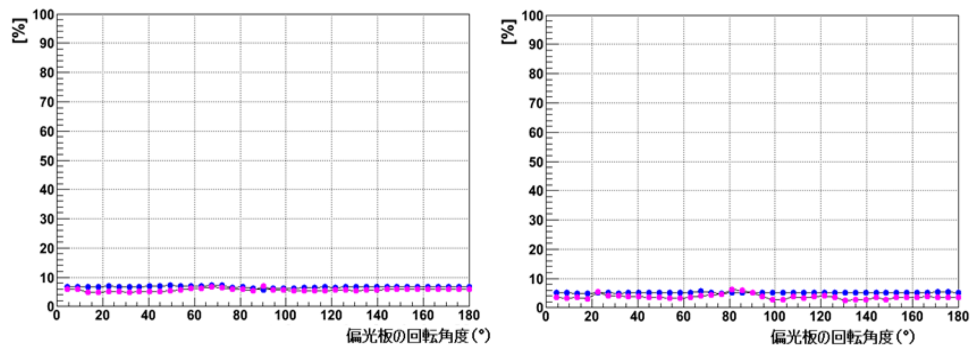



図 5.4.8: 偏光板の各角度における再現性の精度: 計 10 回，1 回毎ストリップシンチレータからファイバー，MPPC を組み立て測定．ピンクが MPPC，青が PMT．:左図，反射材を巻かないとき，右図，反射材を巻いたとき．

表 5.4.4: ADC pulse height によるばらつきの評価の平均:10 回による再現性測定.

| PMT | | |
|---|---|---|
| | 反射材なし | 反射材あり |
| PMT | $6.8 \pm 0.5$ % | $5.1 \pm 0.4$ % |
| MPPC | $5.7 \pm 0.5$ % | $3.8 \pm 0.1$ % |

### 5.4.3　応答曲線の個体差の測定・結果および考察

応答曲線の再現性の精度が分かった．そこで，シンチレータ，波長変換ファイバー，MPPC の個体差が応答曲線にどのように影響するか測定した．反射材を巻いたときと巻かないときで比較を行うために，反射材は図 5.4.3 のように 35 mm シンチレータの受光面が開くものを使用した．反射材を巻かないものは，図 5.2.6，図 5.2.6 と同様のものを使用した．

個体差の測定は以下の方法をとった．

- シンチレータのみ計 7 本変えて応答曲線の個体差測定:反射材を巻かないとき，巻いたとき
- 波長変換ファイバーのみ計 10 回変えて応答曲線の個体差測定:反射材を巻かないとき，巻いたとき
- MPPC サンプルのみ計 10 回変えて応答曲線の個体差測定:反射材を巻かないとき，巻いたとき

図 5.4.9，5.4.10，5.4.11 にそれぞれの応答曲線測定の結果をまとめたものを載せる．どの個体差においても反射材を巻くことで，個体差による応答曲線のばらつきが抑えられている様子が見られる．この理由としてファイバーと MPPC 受光面のマッチング等をさらに考察する必要があると考える．

それぞれの測定において，同様の個体差の評価を行った．

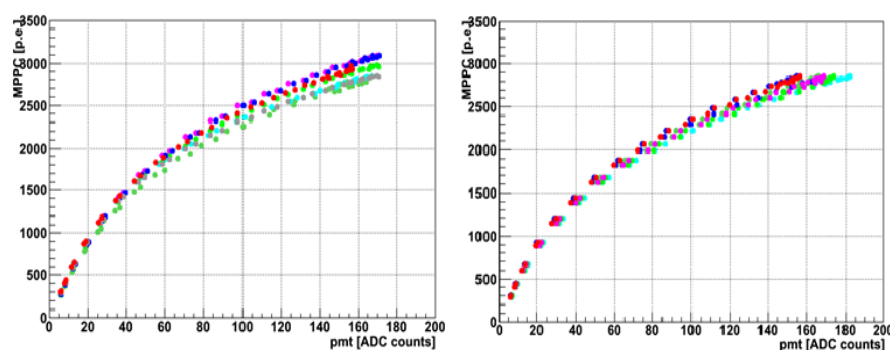



図 5.4.9: 応答曲線:シンチレーターの個体差，左図:反射材を巻かないとき，右図:反射材を巻いたとき．

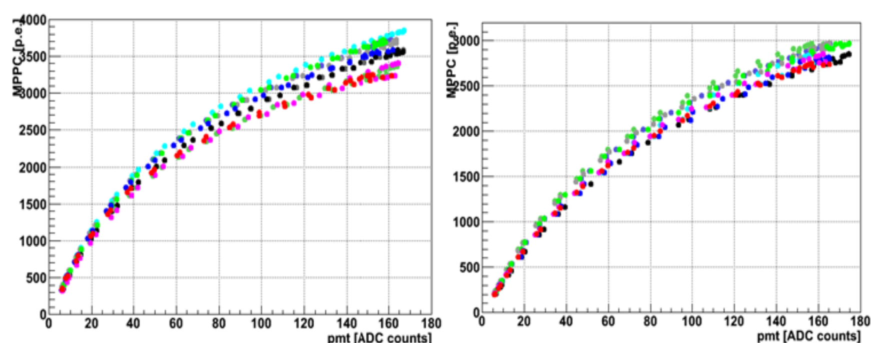



図 5.4.10: 応答曲線:波長変換ファイバーの個体差，左図:反射材を巻かないとき，右図:反射材を巻いたとき.

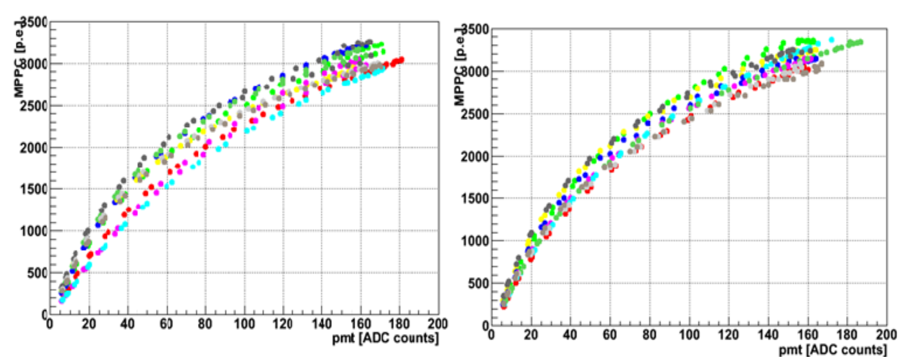



図 5.4.11: 応答曲線:MPPC の個体差，左図:反射材を巻かないとき，右図:反射材を巻いたとき.

表 5.4.5: fit 関数から求まるパラメータによるばらつきの評価:全有効ピクセル数の個体差.

| **全有効ピクセル数のばらつき** | | |
|---|---|---|
| | 反射材なし | 反射材あり |
| シンチレーター | $3.4 \pm 0.8$ % | $0.8 \pm 0.1$ % |
| 波長変換ファイバー | $11.7 \pm 4.3$ % | $7.8 \pm 1.8$ % |
| MPPC | $5.3 \pm 0.2$ % | $4.8 \pm 1.2$ % |

表 5.4.6: fit 関数から求まるパラメータによるばらつきの評価:応答比の個体差.

| **応答比のばらつき** | | |
|---|---|---|
| | 反射材なし | 反射材あり |
| シンチレータ | $3.4 \pm 0.8$ % | $1.7 \pm 0.1$ % |
| 波長変換ファイバー | $7.9 \pm 2.2$ % | $5.8 \pm 1.4$ % |
| MPPC | $15.0 \pm 5.3$ % | $6.8 \pm 1.4$ % |

表 5.4.5 にフィット関数より求められた全有効ピクセル数の個体差，表 5.4.6 に同様に求められた応答比の個体差について載せる．波長変換ファイバーの個体差は磨き方や削り方の統計誤差が効いたために大きくなってしまったと考えられる．MPPC 単体による全有効ピクセル数のばらつきが 0.7 あること，基板から抜き差しを行うことによるばらつきを考えると MPPC の個体差は低くなると考えられる．飽和点のばらつきが大きい原因について，測定器による再現性によるものと考えられる．以下で全体の個体差の評価を行った.

次に，偏光板の各角度における個体差の精度をそれぞれ図 5.4.12，図 5.4.13，図 5.4.14 に載せる．青が PMT，ピンクが MPPC である．シンチレータの個体差においては偏光板の角度に寄与せず，一定の個体差を持つことが分かる．一方で波長変換ファイバー，MPPC において角度が 90 度付近で個体差が悪くなる (MPPC)．この結果は応答比のばらつきにも影響が出ている.

表 5.4.7，表 5.4.8 に図 5.4.12，図 5.4.13，図 5.4.14 の 40 点の平均値を載せる．本研究では波長変換ファイバーから受光面まで空気接触よりサンプルを入れ替えることによる統計誤差が影響してしまうと考えられる．表 5.4.9，表 5.4.10 に，偏光板の各角度ごと再現性によるばらつきの効果を引いた後，40 点分の平均を採ったものを載せる．この表よりシンチレータによる個体差はほとんどないと分かる．よって読み出し系全体の個体差は，波長変換ファイバーと MPPC によるものと考えられる.

表 5.4.7: ADC pulse height によるばらつきの評価の平均:PMT．再現性の効果を入れる前.

| PMT | | |
|---|---|---|
| | 反射材なし | 反射材あり |
| シンチレータ | $2.7 \pm 0.3$ % | $4.8 \pm 0.1$ % |
| 波長変換ファイバー | $7.9 \pm 0.7$ % | $5.6 \pm 0.7$ % |
| MPPC | $4.6 \pm 0.1$ % | $7.9 \pm 0.1$ % |

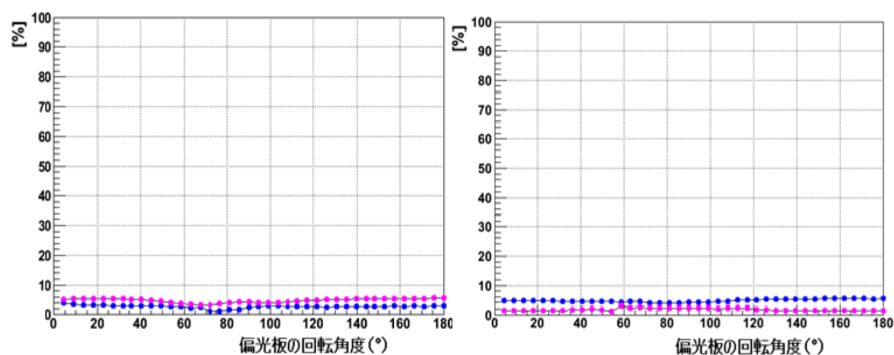



図 5.4.12: 偏光板の各角度におけるシンチレーターの個体差の精度: 左図:反射材を巻かないとき，右図:反射材を巻いたとき.

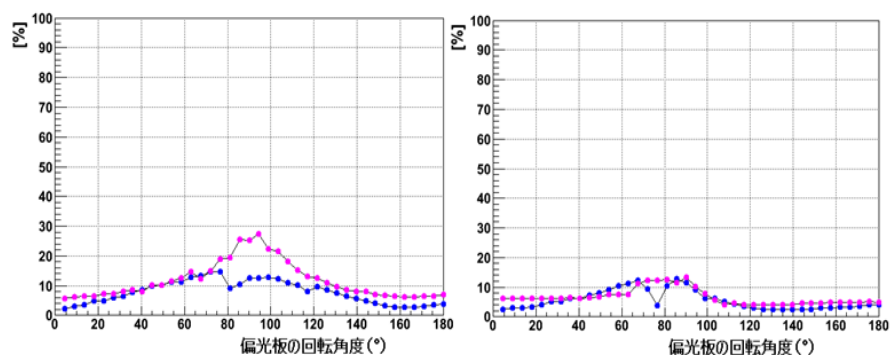



図 5.4.13: 偏光板の各角度における波長変換ファイバーの個体差の精度: 左図:反射材を巻かないとき，右図:反射材を巻いたとき.

表 5.4.8: ADC pulse height によるばらつきの評価の平均:MPPC．再現性の効果を入れる前.

| MPPC | | |
|---|---|---|
| | 反射材なし | 反射材あり |
| シンチレータ | $4.8 \pm 0.3$ % | $2.3 \pm 0.1$ % |
| 波長変換ファイバー | $11.7 \pm 1.2$ % | $6.7 \pm 0.7$ % |
| MPPC | $9.3 \pm 0.7$ % | $7.3 \pm 0.5$ % |

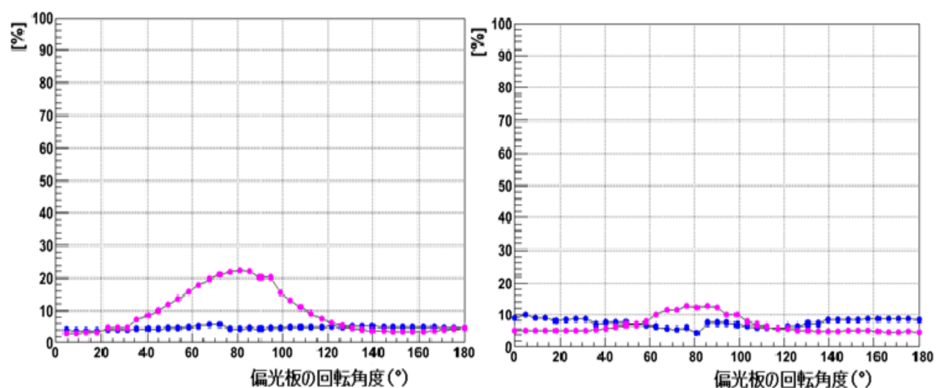



図 5.4.14: 偏光板の各角度における MPPC の個体差の精度: 左図:反射材を巻かないとき，右図:反射材を巻いたとき.

表 5.4.9: ADC pulse height によるばらつきの評価の平均:PMT．再現性の効果を入れた後.

| PMT | | |
|---|---|---|
| | 反射材なし | 反射材あり |
| シンチレータ | 0.2 % | 0.7 % |
| 波長変換ファイバー | $3.2 \pm 0.3$ % | $1.5 \pm 0.1$ % |
| MPPC | 2.6 % | 0.3 % |

表 5.4.10: ADC pulse height によるばらつきの評価の平均:MPPC．再現性の効果を入れた後.

| MPPC | | |
|---|---|---|
| | 反射材なし | 反射材あり |
| シンチレータ | 1.03 % | 0.3 % |
| 波長変換ファイバー | $7.8 \pm 0.5$ % | $2.8 \pm 0.3$ % |
| MPPC | $3.3 \pm 0.3$ % | $5.6 \pm 0.4$ % |

#### 読み出し系全体の個体差の評価

1ストリップシンチレータのシンチレータ，波長変換ファイバー，MPPC それぞれの個体差の試験を行い，ばらつきをそれぞれ求めた．この結果と前節の再現性の効果を入れて，1ストリップシンチレータに対する全体の読み出しの個体差を評価する．全体の読み出しの個体差はシンチレータの個体差，波長変換ファイバーの個体差，MPPC の個体差の二乗和で求められる．その結果より再現性の結果を引いたものが，読み出しの個体差となる．表 5.4.11，表 5.4.12 に飽和点および応答比の読み出し系全体の個体差を載せる． 表より，1ストリップシンチレータにおける読み出し系全体の個体差

表 5.4.11: fit 関数から求まるパラメータによるばらつきの評価:読み出し系全体の個体差．全有効ピクセル数

| **全有効ピクセル数のばらつき** | | |
|---|---|---|
| | 反射材なし | 反射材あり |
| 再現性の効果を入れる前 | 13.3 ± 4.3 % | 9.2 ± 2.2 % |
| 再現性の効果を入れた後 | 7.3 ± 3.8 % | 7.3 ± 1.6 % |

表 5.4.12: fit 関数から求まるパラメータによるばらつきの評価:読み出し系全体の個体差．応答比.

| **応答比のばらつき** | | |
|---|---|---|
| | 反射材なし | 反射材あり |
| 再現性の効果を入れる前 | 15.5 ± 5.8 % | 9.1 ± 0.6 % |
| 再現性の効果を入れた後 | 11.8 ± 3.3 % | 8.3 ± 0.3 % |

について，飽和点は反射材の有無に関わらず 7.3 % という結果になった．応答比のばらつきについて，MPPC の持つ増幅率の個体差 9.1 % の効果によるばらつきだと考えられる.

#### 応答比における考察

1ストリップシンチレータにおける全体の読み出しにおける飽和点および応答比の個体差が分かった．実際にカロリメータにおいて，ある一定のエネルギーに対する応答は，MPPC の増幅率，MPPC のセンサー面と波長変換ファイバーのマッチング等の非一様性から，チャンネル毎に異なる．このような一定のエネルギーに対する応答の違いを較正する必要がある．前節より，応答比の個体差が増幅率による個体差から来ていると考えて，応答比を平均値でそろえた時の飽和点がどのように変化するか調べた.

シンチレータと波長変換ファイバーは同様のもので，MPPC の個体差について比較を行った．表 5.4.14 に，応答比のばらつきについて載せる．図 5.4.15 に応答比のばらつきを変換した時の応答曲線を載せる．これから求められる飽和点のばらつきについて，表 5.4.14 に載せる．表より飽和点のばらつきは応答比には寄与しないと言える．

表 5.4.13: MPPC のみ 10 サンプル変えた時の個体差:応答比のばらつき．

| **応答比のばらつき** | | |
|---|---|---|
| | 変換前 | 変換後 |
| MPPC 単体 | 12.0 ± 1.7 % | 0.5 ± 0.1 % |
| シンチレータ＋波長変換ファイバー＋ MPPC(反射材なし) | 15.0 ± 5.3 % | 1.2 ± 0.4 % |
| シンチレータ＋波長変換ファイバー＋ MPPC(反射材あり) | 6.8 ± 0.4 % | 0.8 ± 0.1 % |

表 5.4.14: MPPC のみ 10 サンプル変えた時の個体差:飽和点のばらつき．

| **飽和点のばらつき** | | |
|---|---|---|
| | 変換前 | 変換後 |
| MPPC 単体 | 0.7 % | 1.3 % |
| シンチレータ＋波長変換ファイバー＋ MPPC(反射材なし) | 5.3 ± 0.2 % | 5.2 ± 0.2 % |
| シンチレータ＋波長変換ファイバー＋ MPPC(反射材あり) | 4.8 ± 1.2 % | 5.2 ± 1.2 % |

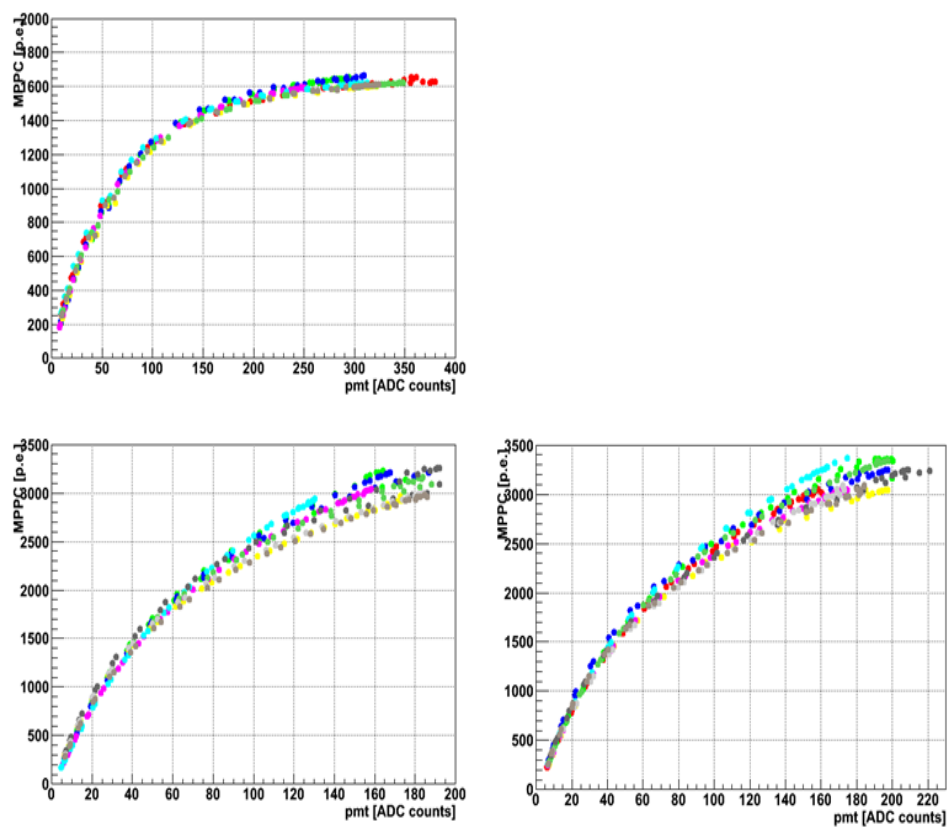



図 5.4.15: 応答比のばらつきを 1 % 以下にしたときの応答曲線の結果，MPPC 個体差: 左上図:MPPC 単体，左下図:1 ストリップシンチレータかつ反射材を巻かないとき，右下図:1 ストリップシンチレータかつ反射材を巻いたとき.

## 5.5 結論

シンチレータストリップによる細分割カロリメータ試作機 (ScECal) を構成する 1 ストリップを実験室で再現し，応答曲線の試験を行った．
以下のことが分かった．

- 応答飽和点は，反射材がないとき，$3440 \pm 138$ p.e.，反射材があるとき，$3251 \pm 196$ p.e. となった．飽和点はシンチレータ受光面積には依存しない．
  シンチレータおよび波長変換ファイバーを通すことで発光時間が長くなった入射光の間に，何度も MPPC が回復するためである．また，飽和点が受光面積に依存しないのは，飽和現象がピクセル数のみに依存するためだと考えられる．

- 応答飽和点 (反射材なし) のシンチレータによる個体差は，$3.4 \pm 0.8$ %，波長変換ファイバーによる個体差は，$11.7 \pm 4.3$ %，MPPC による個体差は，$5.3 \pm 0.2$ % であった．
  このことより，全体の読み出し系の個体差は，飽和点 $7.3 \pm 3.8$ %，同様に，応答比は $11.8 \pm 3.3$ % となった．

- 応答飽和点 (反射材あり) のシンチレータによる個体差は，$0.8 \pm 0.1$%，波長変換ファイバーによる個体差は，$7.8 \pm 1.8$ %，MPPC による個体差は，$4.8 \pm 1.2$ % であった．
  このことより，全体の読み出し系の個体差は，$7.3 \pm 1.6$%，同様に，応答比は $8.3 \pm 0.3$% となった．

- 応答比のばらつきは飽和点のばらつきに寄与しないことが分かった．ゆえに，増幅率のばらつきは飽和点のばらつきに寄与しない．

# 第6章　結論

ILC 実験に向けたカロリメータのビームテスト用に量産された MPPC について単体における応答線形性，ストリップ型シンチレータを用いた細分割型カロリメータの1ストリップにおける応答線形性の試験を行った．

検出器 MPPC に直接レーザー光が入射した場合，飽和点 1674 ± 11 p.e. で飽和現象が起きる結果となった．飽和点のばらつきは 0.7 % であり，基板からの抜き差し，および MPPC の個体差は飽和点の個体差に寄与しないと言える．

シンチレータ，波長変換ファイバーから変換され入射した場合，MPPC の応答線形性は飽和点 3440 ± 138 p.e.(反射材なし)，3251 ± 196 p.e.(反射材あり) で飽和現象が起きることが分かった．
シンチレータ，波長変換ファイバー，MPPC それぞれにおける応答線形性に対する個体差の評価を行った．飽和点において読み出し全体の個体差は反射材の有無に関係なく，7.3 % あることが分かった．同様に応答比において読み出し全体の個体差は，反射材を巻かないとき，11.8 ± 3.3 %，反射材を巻いたとき，8.3 ± 0.3 % となった．この応答比の個体差は，増幅率のばらつきによるものであり，このばらつきは飽和点には寄与しないことが分かった．

# 付 録A　応答線形性

本研究で，応答曲線を実際に実験室において再現し，特性を調べることを目的としている．入射する光パルスの時間幅によって，MPPC の応答性は変わる．付録 A では，応答曲線を調べる上で必要となるフィット関数について述べる．

まず MPPC の回復時間に対して，非常に短い時間幅の光を入射した場合を考える．クロストーク及びアフターパルスを考慮しない応答曲線の理論式は次式で与えられる．

$$N_{\rm fired} = N_{\rm pix}\left(1 - \exp\left(\frac{-\epsilon N_{\rm in}}{N_{\rm pix}}\right)\right) \quad (\text{ A.0.1})$$

ここで，$N_{\rm fired}$ は実際に検出される光子数，$N_{\rm pix}$ は MPPC の全有効ピクセル数，$\epsilon$ は MPPC の PDE，$N_{\rm in}$ は MPPC に入射した真の光子数を表す． 応答曲線の理論曲線が式 ( A.0.1) で書けるので，$\epsilon N_{\rm in} \leqq N_{\rm pix}$ となる領域では線形と見なせる．したがって，図 A.0.1 の下の領域を，

$$y = p1 \cdot \mathrm{x} \quad (\text{ A.0.2})$$

でフィットし，フィットより得られたパラメータ p1 を光電子増倍管に対する MPPC の応答比とした．p1 は 0 点に対する接線の傾きとして言いかえることが出来る．今，横軸には入射した光子数ではなく，光電子増倍管の出力をとっているため，式 ( A.0.1) の-$\epsilon N_{\rm in}$ に代わりに今求めた p1 を用いて，

$$f(x) = [0] * (1 - \exp(-[1] * \mathrm{x} / [0])) \quad (\text{ A.0.3})$$

をフィット関数と定義する．パラメータ p0(全有効ピクセル数) の値を本研究では飽和現象が見えるポイントとして，飽和点と呼ぶことにする．
全 APD ピクセル数が多いほど，曲線のカーブは緩やかになる．この式に，クロストーク，アフターパルスの効果を加えると，次式になると考えられる．(図 A.0.1)

$$N_{\rm fired} = N_{\rm pix}\left(1 - \exp\left(\frac{-\epsilon N_{\rm in}}{N_{\rm pix}}\right)\right)\left(1 + P_{\rm xtalk} \times \exp\left(\frac{-\epsilon N_{\rm in}}{N_{\rm pix}}\right)\right)(1 + P_{\rm after}) \quad (\text{A.0.4})$$

ここで，$P_{\rm xtalk}$ はクロストーク発生率，$P_{\rm after}$ はアフターパルス率を表す．図 A.0.1 に応答曲線の理論式から作った理論曲線を載せる．

MPPC の回復時間に対してある程度長い時間幅の光を入射した場合，回復時による増倍率，PDE の低下により応答は複雑になり，式のように単純な式で記述できなくなる．図 A.0.2 に，シミュレーションにより入射時間幅のパターンを変えたときの応答曲線の結果を載せる．この図のように，入射時間幅によって，応答が変わってくる様子が確認できる．本研究では発光時間が 10〜30ns に長くなると考えられ，その試験を行っている．

次に，ピクセル数より応答曲線について考える．入射してくる光子の数が大きくなるにつれ，光子を検出したピクセルの数が入射した光子数に比例しなくなってくる．ピクセル数が大きい素子ほどダイナミックレンジが広く，また線型性もより強い光に対して成立すると考えられる．

さらに MPPC ではクロストークの影響によりダイナミックレンジが狭まる可能性が在る．また入射光の時間構造が長い場合，MPPC の回復時間が短いために回復し終えたピクセルが再び光を検知し，実効的なダイナミックレンジが広がる可能性がある．クロストーク+アフターパルスを起こす確率を考慮し，ダイナミックレンジの拡大を無視すると，式 A.0.4 以外に考えられる式が次式となる．

$$N_{\mathrm{fired}} = N_{\mathrm{pix}} \left( 1 - \exp\left( \frac{-N_{\mathrm{in}}(1+c)}{N_{\mathrm{pix}}} \right) \right) \qquad (\text{A.0.5})$$

ここで，$N_{\mathrm{fired}}$ は実際に検出される光子数，$N_{\mathrm{pix}}$ は MPPC の全有効ピクセル数，$N_{\mathrm{in}}$ は MPPC に入射した真の光子数，c はクロストーク+アフターパルスを起こす確率である．

応答曲線の理論式については，述べたように現時点で研究段階であり，さらに研究を進める必要がある．

本研究では，式 A.0.3 を共通のフィット関数として，使用している．

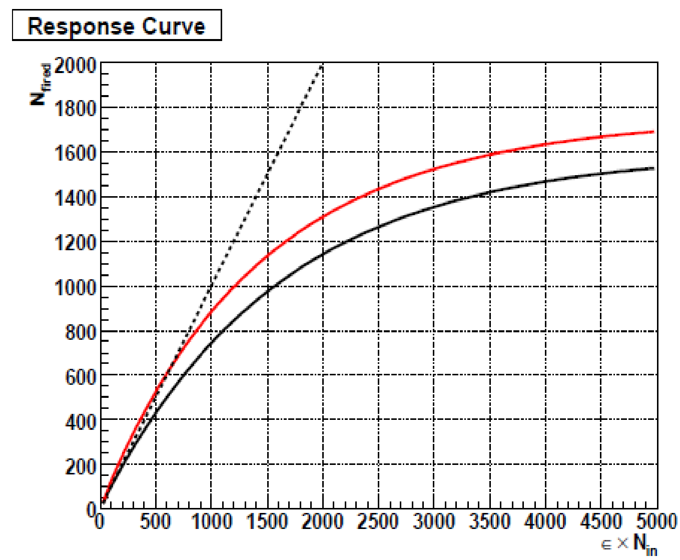



図 A.0.1: 1600 ピクセル型 MPPC 単体の応答曲線の理論曲線．x 軸は真の入射光量，y 軸は MPPC 出力光電子数．黒点線は，応答が線形に完全に線形である場合，黒線はクロストーク，アフターパルスの効果を含まない場合，赤線はそれらの効果を含む場合 (クロストーク率 15 %，アフターパルス率を 10 % とした．).

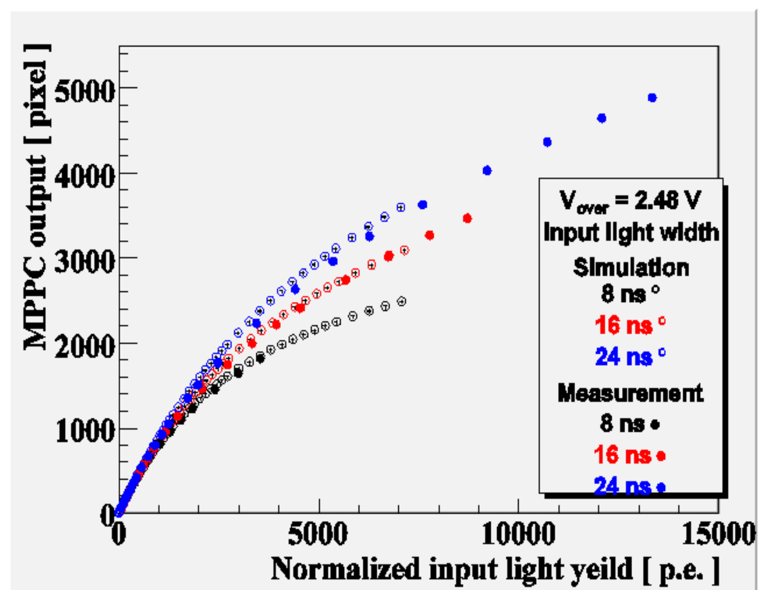



図 A.0.2: 1600 ピクセル型 MPPC のシミュレーションと LED を光源に用いて測定した応答曲線．x 軸は真の入射光量，y 軸は MPPC 出力光電子数．色ぬきのプロットはシミュレーションによるもの．入射時間幅を 8，16，24ns と変えてプロットしてある．色つきのプロットは測定したもの．どの入射時間幅も 4 % 以内で一致する．

# 付 録B　レーザー光の広がり

ストリップシンチレータを通して時間構造が変わると 1600 ピクセル MPPC について応答曲線の全形を捕えることが出来なかった．なので応答曲線を測定する上で，光量を最大で測定するためにレーザー光の広がりを知る必要があった．レーザーの広がりの構造を詳しく測定した，写真 B.0.1 に本研究で使用した浜松ホトニクス社製ピコ秒ライトパスサを載せる．装置はレーザーダイオードを用いた超短パルス光源で，コントローラとレーザーヘッドで構成されている．本研究で使用したピコ秒ライトパルサ PLP-10 についての主な特徴を以下に示す．




図 B.0.1: 浜松ホトニクス社　ピコ秒ライトパルサ PLP-10：右図，M10306 レーザーダイオードヘッド，　左図，C10196 コントローラ．

- 超短パルス
  レーザダイオードヘッドのパルス幅　　70 ps，最大 100 ps

- 広い波長範囲を持っている
  レーザーダイオードヘッド　375 nm，405 nm，440 nm，470 nm，635 nm，650 nm，670 nm，780 nm，850 nm，980 nm，1300 nm の波長を選択できる．

  本研究では 405 nm の波長を持つヘッドを使用している．

- 高繰り返し

  レーザーダイオードヘッド 最大 100 MHz

- トリガディレイ内蔵

  0 ns(REF)， 20 ns， 40 ns， 60 ns， 80 ns， 100 ns

- 出力光強度切り替えボリューム

  目盛りが，10.0 にて最適なシングルパルスとなるように調節されている．1 から 15.3 まで変えることが出来る．今回は飽和現象を観測するためにこの切り替えを最大の 15.3 に設定した．

## B.1 横方向のレーザー光の広がり

レーザーの広がりを調べるには，MPPC 単体の測定のセットアップにて測定を行った．図 B.1.1 に示してあるが，MPPC の受光面をレーザー光の出力に対して垂直に設置してある． 上から見て中心を 0 点として，右方向を正の方向とした．0 点から正負に 0.5 cm 間隔ごと全 11 点測定した．ここで，位置を変えていくと基板で PMT が隠れてしまい，PMT での光量モニターが出来ない点があるため， a 点で測定した PMT の電荷出力を他の点でもそのまま使用した．

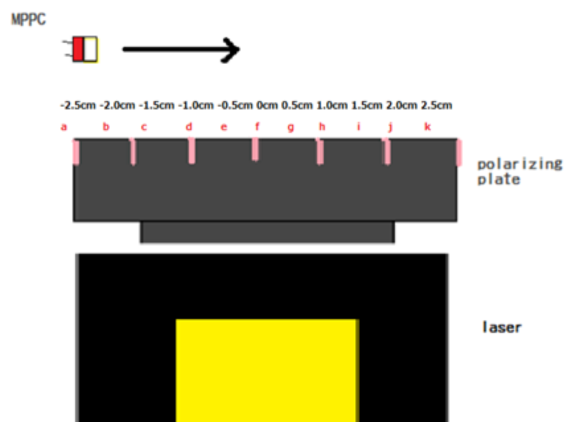



図 B.1.1: 横方向のレーザー光の広がりの測定の模式図：上から見た時．

### B.1.1　結果・考察

図 B.1.2 に，全 11 点の応答曲線の結果を載せる．グラフ a から k まで光量がモニターできているので，レーザー光が広がっているのが確認できる．しかし MPPC が飽和現象が起きる光量がとれる範囲はこの図から限られてくることが分かる．計 11 個のグラフのある MPPC の p.e.5 点を取りだし，それぞれレーザー光の広がりの角度依存性としてまとめたものを図 B.1.3 に載せる．ここで，取りだす 5 点の条件は MPPC が線形で応答している範囲で，かつ 1000p.e. 以下の点としている．図 B.1.3 はある一点でガウス分布でフィットしたものである．このフィット結果より半値全幅を求めた．表 B.1.1 に測定から求めた半値全幅とカタログ値を載せる．

測定結果より，カタログ値と同様のレーザー光の広がりを持つことを確認できた．測定値とカタログ値では，4 % の誤差があるが，これは系統的誤差とみなすことができる．図 B.1.3 より，光量が最大の点は，中心ではなく数 mm 程度で光量が変化することが分かる．

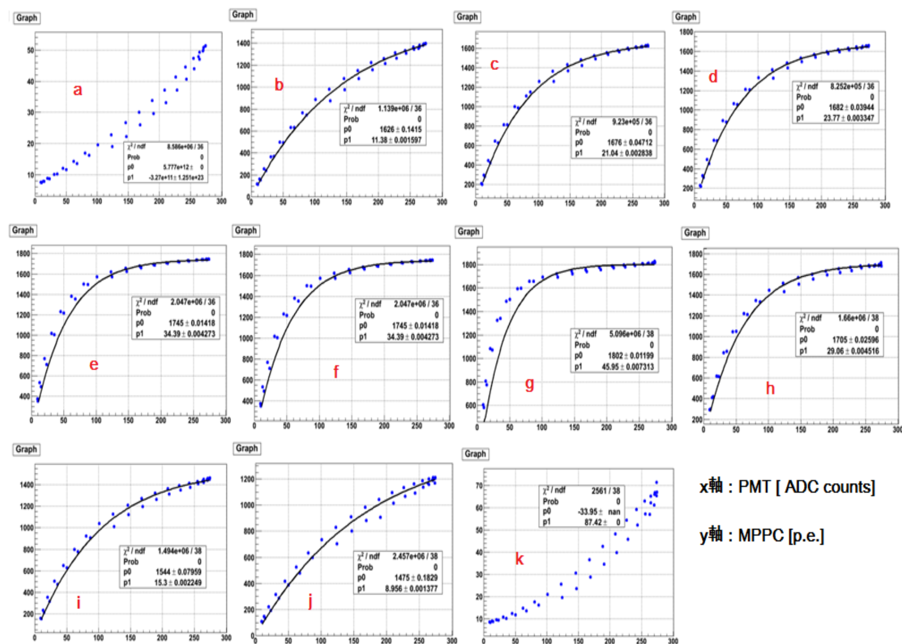



図 B.1.2: 応答曲線の結果：横方向.

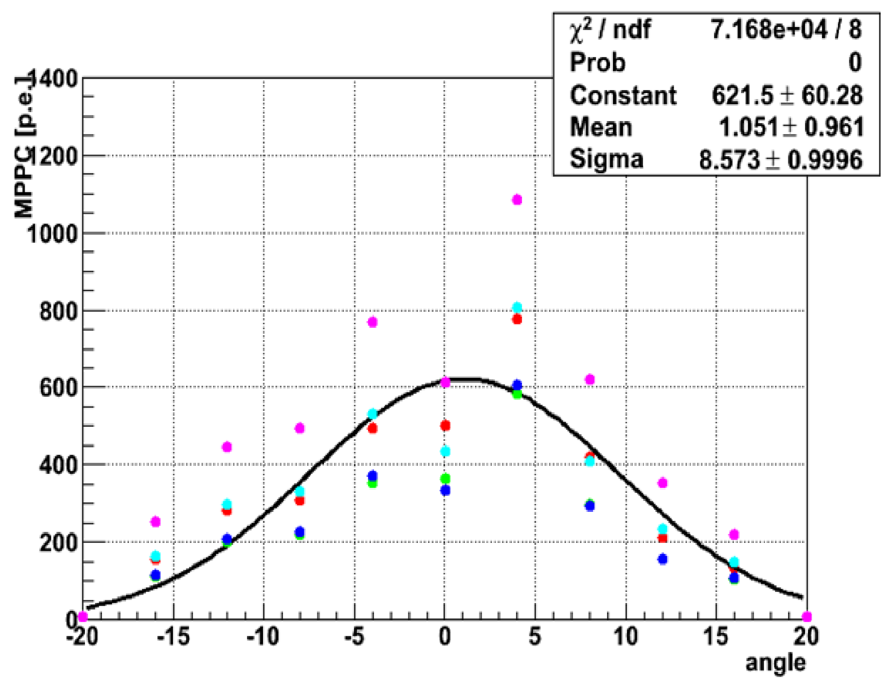



図 B.1.3: 横方向のレーザー光の広がり.

表 B.1.1: 半値全幅：横方向.

| 測定値 | カタログ値 |
|---|---|
| 19.9 ° | |
| 20.5 ° | |
| 21.5 ° | 23.0 ° |
| 22.2 ° | |
| 20.3 ° | |

## B.2　縦方向のレーザー光の広がり

横方向と同様に縦方向のレーザー光の広がりについても測定を行った．セットアップは横方向と同様である．横方向のレーザー光測定より求めた最大光量の点を縦方向の 0 点と固定する．この 0 点を中心として，上下合計 11 点を 5 mm 間隔で移動して応答曲線の測定を行った．縦方向の測定では，基板が PMT に隠れることがないため，a から k までの測定においてそれぞれ PMT を求めてプロットした．図 B.2.1 に縦方向のレーザー光の広がりの測定模式図を載せる．

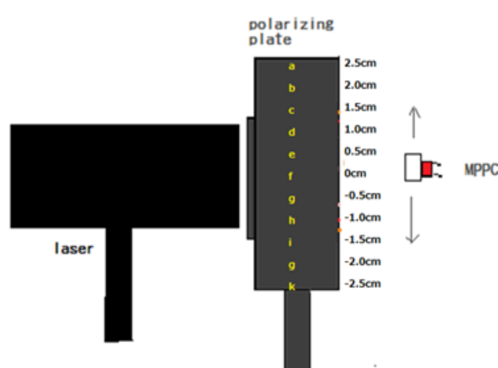



図 B.2.1: 縦方向のレーザー光の広がりの測定の模式図：横から見た時.

### B.2.1　結果，考察

図 B.2.2 に，全 11 点の応答曲線の結果を載せる．グラフ a から k まで光量がモニターできているので，横方向と同様に縦方向でもレーザー光が広がっているのが確認できる．しかし MPPC の応答が非線形を描く光量がとれる範囲はこの図から限られてくることが分かる．計 11 個のグラフのある MPPC の p.e.5 点を取りだし，それぞれレーザー光の広がりの角度依存性としてまとめたものを図 B.2.3 に載せる．図 B.2.3 はある一点でガウス分布でフィットしたものである．このフィット結果より半値全幅を求めた．表 B.2.1 に測定から求めた半値全幅とカタログ値を載せる．

測定結果より，カタログ値と同様のレーザー光の広がりを持つことを確認できた．測定値とカタログ値では，ほぼ一致していることが分かる．図 B.2.3 より，光量が最大の点は，中心ではなく，数 4 mm 程度中心より下に位置しているのが分かる．

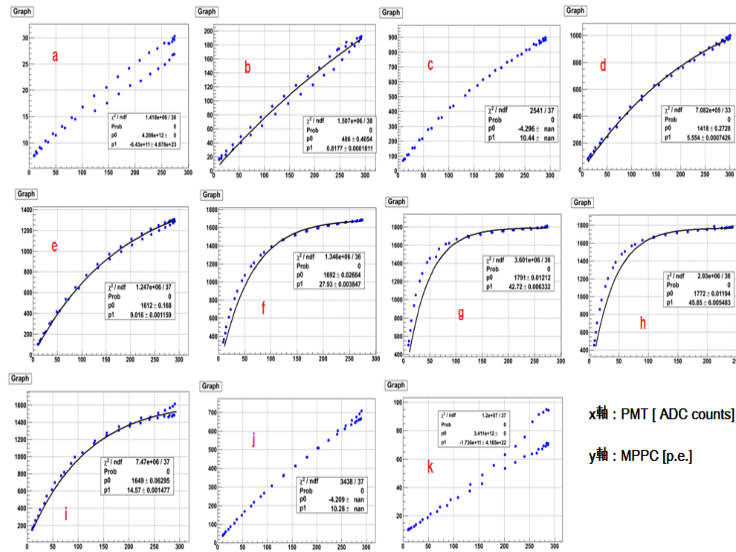



図 B.2.2: 応答曲線の結果:縦方向.

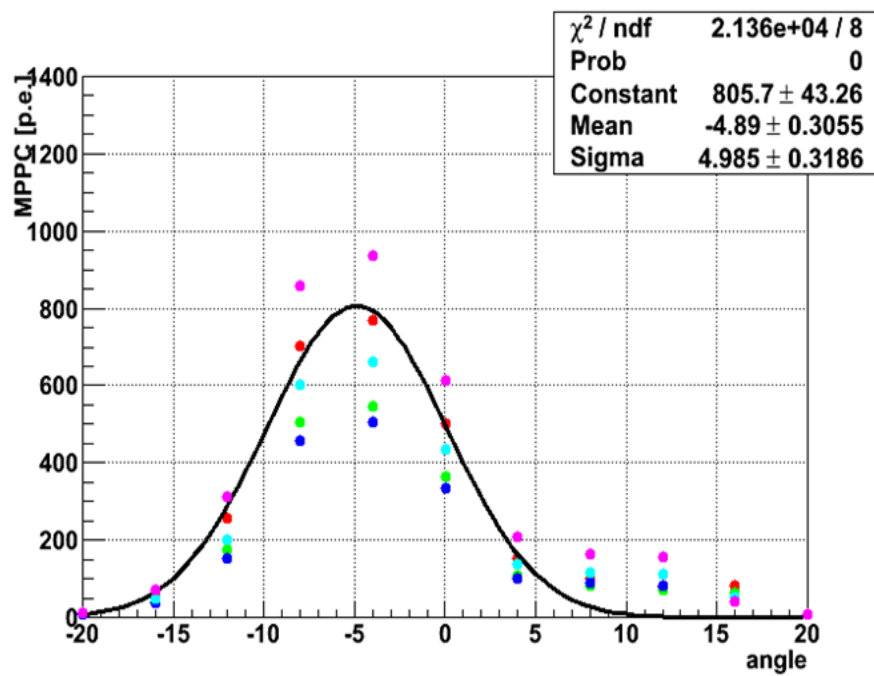



図 B.2.3: 縦方向のレーザー光の広がり.

表 B.2.1: 半値全幅：縦方向.

| 測定値 | カタログ値 |
|---|---|
| 11.68 ° | |
| 11.88 ° | |
| 11.73 ° | 12.0 ° |
| 12.09 ° | |
| 11.75 ° | |

## B.3 まとめ

本研究で使用したピコ秒ライトパルサ PLP-10 について，出力光量の広がりについて，MPPC 単体の応答線形性の測定を行い，次のようなことが分かった.

- レーザー光の横方向の広がりについて，20.9 °の広がりがあり，かつ応答曲線測定には中心より 4 mm 右の位置をシンチレータに当てる必要がある.

- レーザー光の縦方向の広がりについて，11.9 °の広がりがあり，かつ応答曲線測定には中心より 4 mm 下の位置をシンチレータに当てる必要がある.

# 付 録C　応答曲線のゲート信号幅依存性の測定

2 年前のビームテストでは MPPC や PMT に対してのゲート信号を 80 ns に設定して測定をしていた．このことより再現するため，本研究では 80 ns のゲート信号で一定にして測定を行っていた．一般的にゲート信号幅の増加により，MPPC 特有のアフターパルスやクロストークがフォトカウンティングに影響されるため，応答線形性に変化がみられると考えられる．本研究を行うにあたり，この特性を理解しておくのは，今後の応答線形性の研究にとって大事である．付録 B として， シンチレータ＋波長変換ファイバーから読みだされた発光時間の長い信号における応答曲線のゲート信号幅依存性の測定を行ったので以下に述べる．

## C.1　測定結果，考察

図 C.1.1 に本測定で使用したシンチレータを載せる．測定方法は第五章と同様のものである．この時の読みだされた信号を図 C.1.2 に載せる．測定ごとに，ゲート信号の幅のみを，192 nsec，160 nsec，120 nsec，100 nsec，80 nsec，70 nsec，60 nsec，50 nsec の順番で変えて測定した．今回はオシロスコープで見えるパルスがゲート幅に全て入るように調節をおこなっている．恒温槽の中のセットアップは一切変えなかった．



図 C.1.1: 測定に使用した読み出し部：シンチレータの受光面は 1.2 mm×1.0 mm.

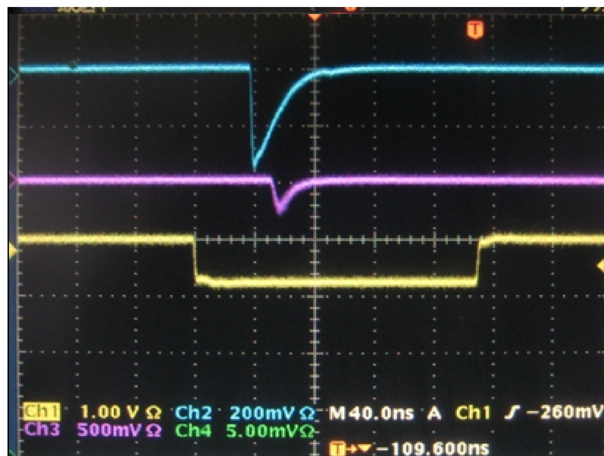



図 C.1.2: オシロスコープで観測したパルス信号：ゲート信号 192 ns，光量最大時.

図 C.1.3，表 C.1.1，表 C.1.2 にそれぞれのゲート信号幅で測定をした応答曲線の結果および，一番簡単なフィット関数から算出されたパラメータを載せる．図 C.1.3 より，ゲート信号幅が狭くなれば MPPC のフォトカウンティングされる光量全体が減る様子が見られる．表 C.1.1 より，ゲート信号幅が狭くなれば飽和点が下がる傾向もみられる．これは反射材の有無には寄与しない．ゲート信号によって変化が見られる原因として，アフターパルス，クロストーク等の 2 次粒子の発生率が変化することが挙げられる．

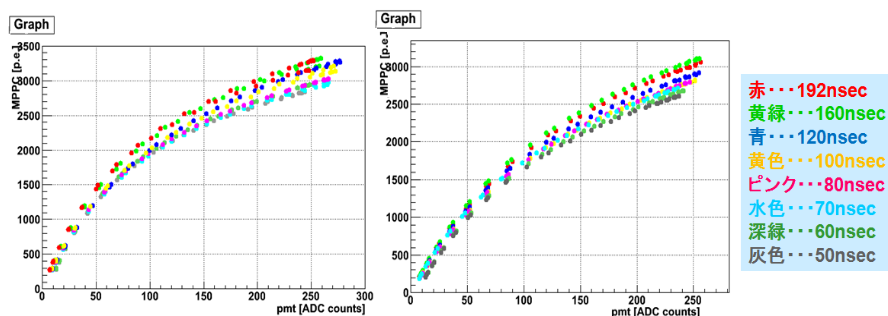



図 C.1.3: 応答曲線結果：ゲート信号幅依存性，左図:反射材を巻かないとき，右図:反射材を巻いたとき.

表 C.1.1: fit 関数から求まるパラメータ:全有効ピクセル数.

| **全有効ピクセル数** | | |
|---|---|---|
| ゲート信号幅 (nsec) | 反射材なし | 反射材あり |
| 192 | 3866 | 3626 |
| 160 | 3824 | 3654 |
| 120 | 3657 | 3424 |
| 100 | 3519 | 3345 |
| 80 | 3201 | 3321 |
| 70 | 3233 | 3177 |
| 60 | 3289 | 3289 |
| 50 | 3201 | 3201 |

表 C.1.2: fit 関数から求まるパラメータ:応答比.

| **応答比** | | |
|---|---|---|
| ゲート信号幅 (nsec) | 反射材なし | 反射材あり |
| 192 | 41.2 | 25.7 |
| 160 | 42.3 | 26.7 |
| 120 | 40.3 | 25.1 |
| 100 | 37.8 | 24.1 |
| 80 | 35.7 | 24.3 |
| 70 | 36.8 | 25.3 |
| 60 | 35.3 | 22.8 |
| 50 | 35.1 | 22.7 |

# 付 録D　ピクセル数の違いによる応答線形性への影響

第四，五章にて，ILC カロリメータで用いられるプラスティックパッケージ 1600 ピクセルの MPPC についての応答線形性について述べた． 第四章において，発光時間が短いパルスでは早く飽和現象が起きやすくなるため，MPPC の応答が一定になる様子が顕著に観測された．一方で，五章にて，発光時間が長くなると，応答非線形性は同様に捕えることができたが，MPPC の応答が一定になる様子 (レーザーの光強度最大時) を観測することができなかった．よってフィット関数から求められる全有効ピクセル数，いわゆる飽和点が確かなものなのか調べる必要がある．本章では，製造元が同じである浜松ホトニクス社より発売されている 400 ピクセル MPPC について同様の測定を行うことで，発光時間が長いときに MPPC の応答が一定になる様子を観測することが可能なのかを測定し，考察した.

## D.1　測定方法

測定は第四，五章に記載してあるセットアップで，それぞれ応答曲線を測定した．測定手順等は同様である．ただし，シンチレータ，波長変換ファイバーが入ったときのみ，図 D.1.1 のように，1600 ピクセルで PMT モニターとして使用していた溝のない受光面を 400 ピクセル MPPC の受光面に置き換えた．1600 ピクセル用に作られているシンチレータの溝では 400 ピクセルに対応できないためである．今までの測定通り MPPC，PMT のモニター受光面は 5 mm 分の遮光を常にしているので，影響はないものとしている．表 D.1.1 に使用した MPPC の仕様を載せる．仕様より，ピクセル数の他にも 1600 ピクセルと比較して 400 ピクセルは 1 ピクセル当たりピッチが 2 倍になる特徴を持っている.

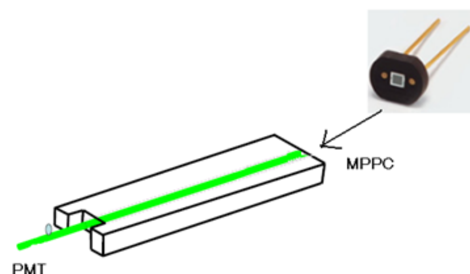



図 D.1.1: 400 ピクセルのシンチレータへの接着方法.

表 D.1.1: 1600 ピクセル，400 ピクセル MPPC のそれぞれの仕様.

| | S10943-8585， No9054 | S10362-11-050C， No1899 |
|---|---|---|
| ピクセル数 | 1600 | 400 |
| パッケージ | プラスティック | セラミック |
| 受光面サイズ | $1 \times 1\mathrm{mm}^2$ | $1 \times 1\mathrm{mm}^2$ |
| 画素サイズ | $25 \times 25\mu\mathrm{m}^2$ | $50 \times 50\mu\mathrm{m}^2$ |
| 降伏電圧 | 69.4 V | 70.2 V |
| 増幅率 | $3.5 \times 10^5$ | $10.5 \times 10^5$ |

## D.2 ピクセル数の違いによる応答曲線結果・考察

図 D.2.1 に MPPC に直接レーザーを当てた時の応答曲線の結果を載せる．発光時間の短いパルスにおける応答性はピクセル数によらずある飽和点にて非線形から一定応答変化することが分かる．1600 ピクセル数を持つ MPPC の飽和点が $1669 \pm 53$ p.e. であるのに対し，400 ピクセル数持つ MPPC の飽和点はゲインよりピクセル数より多い点にて飽和していると考えられる．さらに調べる必要があると考える． 図 D.2.2，に偏光板の角度依存性の結果，図 D.2.3 にシンチレータ＋波長変換ファイバー (WLS) ＋ MPPC の読み出しにレーザーを当てた時の応答曲線の結果を載せる．反射材は図 5.4.2 の 35 mm のものを使用している．図 D.2.2 より，400 ピクセル MPPC で十分に一定になる領域まで測定することが出来た.

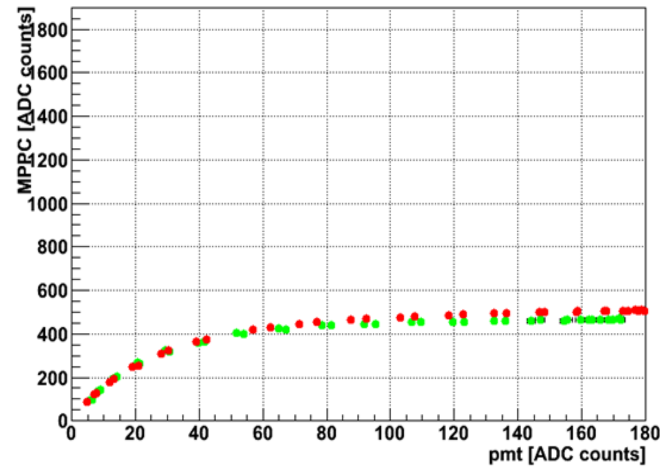



図 D.2.1: MPPC 単体による応答曲線結果:応答比の平均をとり，応答比を同じにした時のもの．ピクセル数が変化しても飽和現象が確認できる． 赤‥1600 ピクセル，緑‥400 ピクセル．

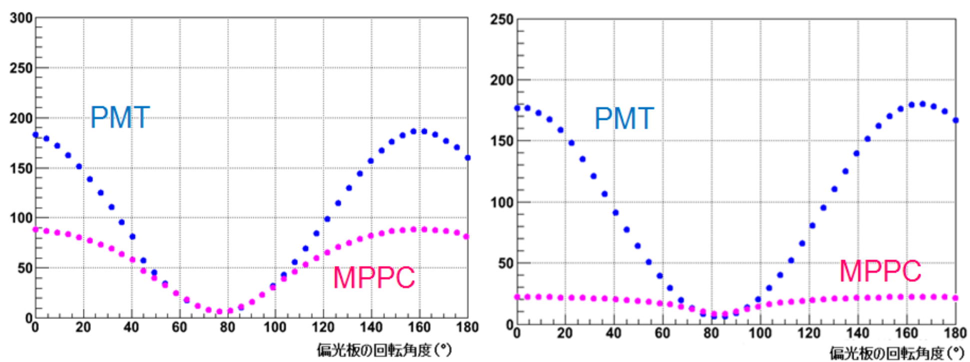



図 D.2.2: MPPC+シンチレータ＋波長変換ファイバーによる偏光板による角度依存性: 左図: 1600 ピクセル MPPC，右図:400 ピクセル MPPC.

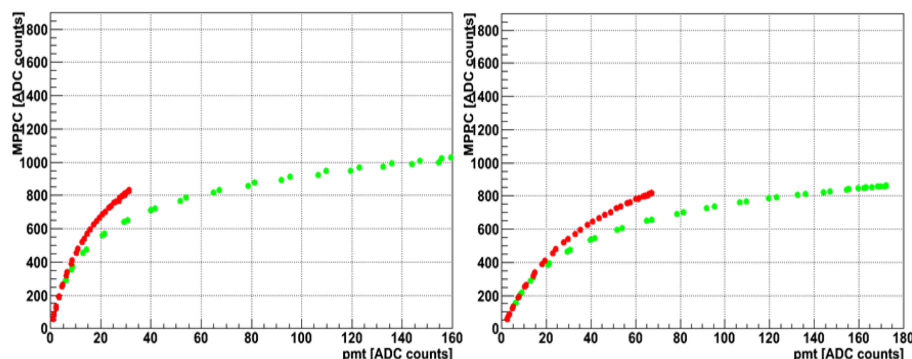



図 D.2.3: MPPC+シンチレータ＋ WLS による応答曲線結果:応答比の平均でそろえたもの．角度依存性で一定になっても，応答曲線は上昇する様子が見られる． 左図: 反射材を巻かないとき，右図:反射材を巻いたとき，赤‥1600 ピクセル，緑‥400 ピクセル．

## D.3 400 ピクセル MPPC による応答曲線のシンチレータおよび波長変換ファイバーの個体差

シンチレータおよび波長変換ファイバーの個体差がピクセル数によって寄与しないこと，および 1600 ピクセル MPPC の個体差が信頼できるか調べるのは重要である．

400 ピクセル MPPC の応答線形性のシンチレータおよび波長変換ファイバーの個体差について，第五章を同様の測定方法，同シンチレータ・波長変換ファイバー用いて試験した．

図 D.3.1，図 D.3.2 にシンチレータおよび波長変換ファイバーのみそれぞれ変えて測定した応答曲線を重ねたものを載せる．1600 ピクセル MPPC と同様に 400 ピクセル MPPC も反射材を巻くことで個体差のばらつきが小さくなることが分かる．これらの図をフィットし，求められたパラメータのばらつきを評価した結果を表 D.3.1，表 D.3.2 に載せる．

表 D.3.1: 400 ピクセル MPPC fit 関数によるパラメータによるばらつきの評価:全有効ピクセル数．

| 全有効ピクセル数のばらつき | | |
|---|---|---|
| | 反射材なし | 反射材あり |
| シンチレータ | 5.6 ± 1.5 % | 2.3 ± 0.5 % |
| 波長変換ファイバー | 10.1 ± 2.4 % | 4.9 ± 1.1 % |

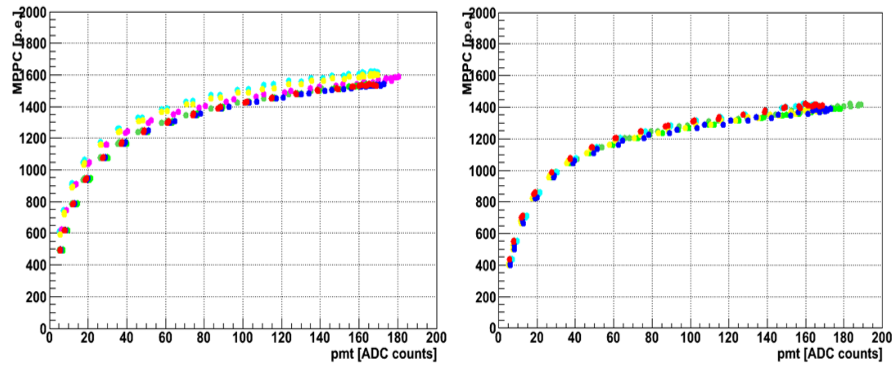



図 D.3.1: 400 ピクセル MPPC 応答曲線結果:シンチレータ個体差，左図‥反射材を巻かないとき，右図‥反射材を巻いたとき.

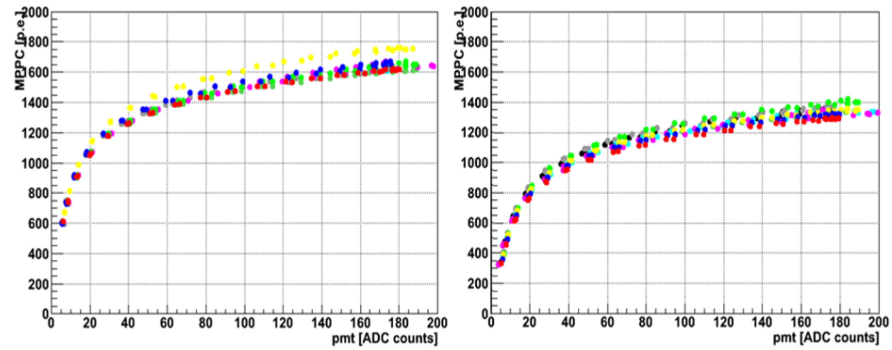



図 D.3.2: 400 ピクセル MPPC 応答曲線結果:波長変換ファイバー個体差，左図‥反射材を巻かないとき，右図‥反射材を巻いたとき.

表 D.3.2: 400 ピクセル MPPC fit 関数によるパラメータによるばらつきの評価:応答比.

| 応答比のばらつき | | |
|---|---|---|
| | 反射材なし | 反射材あり |
| シンチレータ | $7.2 \pm 2.4$ % | $5.4 \pm 0.9$ % |
| 波長変換ファイバー | $14.4 \pm 3.1$ % | $6.2 \pm 1.3$ % |

次に 400 ピクセル MPPC 偏光板の各角度による個体差の精度についても同様に調べた．図 D.3.3，図 D.3.4 に個体差の精度を偏光板の角度ごとにプロットしたものを載せる．1600 ピクセル MPPC の結果と同様に，シンチレータの個体差については偏光板の角度によらず一定を保つことが分かる．一方で波長変換ファイバーの個体差は光量の入射が少ない角度で大きくなる様子が見られる．1600 ピクセル MPPC でも同様の変化が見られたため，個体差の偏光板の角度依存性には再現性があることが分かる．

表 D.3.3，表 D.3.4 に，図 D.3.3，図 D.3.4 より求めた 40 回の個体差の精度の平均を載せた．1600 ピクセル MPPC と比較すると反射材有無での変動が同じであり，数値も % 以内で一致した．

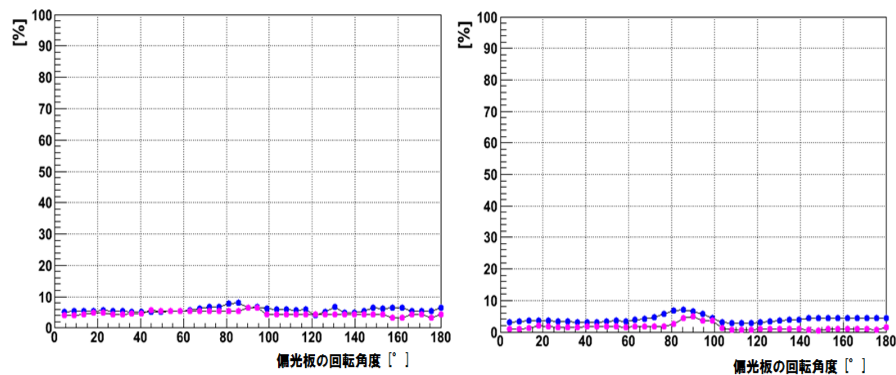



図 D.3.3: 400 ピクセル MPPC 偏光板の各角度による個体差の精度:シンチレータ個体差，左図‥反射材を巻かないとき，右図‥反射材を巻いたとき．

表 D.3.3: 400 ピクセル MPPC ADC pulse height によるばらつきの評価の平均:PMT.

| PMT | | |
|---|---|---|
| | 反射材なし | 反射材あり |
| シンチレータ | $5.9 \pm 0.3$ % | $4.1 \pm 0.1$ % |
| 波長変換ファイバー | $8.0 \pm 0.7$ % | $6.2 \pm 0.7$ % |

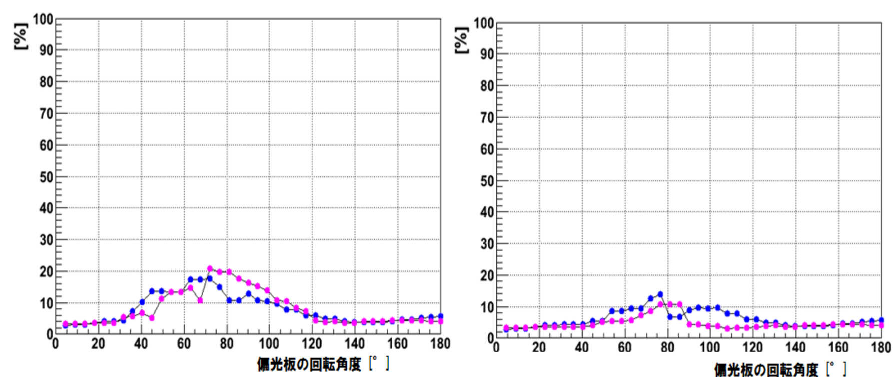



図 D.3.4: 400 ピクセル MPPC 偏光板の各角度による個体差の精度:波長変換ファイバー個体差，左図 ‥ 反射材を巻かないとき，右図 ‥ 反射材を巻いたとき.

表 D.3.4: 400 ピクセル MPPC ADC pulse height によるばらつきの評価の平均:MPPC.

| MPPC | | |
|---|---|---|
| | 反射材なし | 反射材あり |
| シンチレータ | $4.7 \pm 0.3$ % | $1.6 \pm 0.1$ % |
| 波長変換ファイバー | $8.3 \pm 1.2$ % | $4.8 \pm 0.8$ % |

## D.4 まとめ

浜松ホトニクス製 400 ピクセル数を持つ MPPC について応答曲線測定を行い，次のようなことが分かった．

- 発光時間が長い信号になると，応答は一定になる飽和現象をとらえることが出来ることが分かった．これは反射材の有無に寄与しない．
- 1600 ピクセル MPPC と同様にシンチレータ，波長変換ファイバーの個体差の測定・評価を行った．400 ピクセル MPPC でも偏光板の角度による光量の個体差が同程度得られたことより，第五章における 1600 ピクセル MPPC の個体差の精度は応答が一定になるまで測定できなくても使用できる．

また今後，時間構造が長い信号に対して，アフターパルス，クロストークのほかの原因だと考えられる複雑な構造を今後理解することが課題と言える．

# 謝辞

本研究を進めるに当たり指導教員である受川史彦教授には大変お世話になりました．私が研究で行き詰まったときでも，即答で的確でな指導は研究を進める上で大変参考になりました．本当にありがとうございました．また，金信弘教授，原和彦先生，武内勇司先生，佐藤構二先生には毎週の検出器ミーティングで沢山のご意見とご理解を頂き，心から感謝しております．原和彦先生， 武内勇司先生にはわざわざ実験室まで来ていただいてご指導をいただき本当にありがとうございました．効率よく研究が進められたのも先生方のご理解があったからこそであり，私はこの 2 年間の研究生活で一人で悩むことも少なくなり，研究以外でも成長できたことを感じています．本当にありがとうございました．

また，この 2 年間で ILC グループに参加し，研究を行っていた研究グループの信州大学の竹下徹教授，小寺克茂先生，同じく同期の戸塚俊介さん，４年の崔原碩さん，神戸大学の川越清教授，KNU の魚住聖さん，Khan Adil さん，日本歯科大学の小野裕明さんには大変お世話になりました．みなさんのご指導が私の研究そしてみなさんの研究のお役に立てていくのを感じるたびにこの研究グループに参加していて本当によかったなと感じます．いつもミーティングで得られた情報や知識が毎週の私の研究をする上でどれだけ役に立ったか，思い出すだけで感謝でいっぱいです．ありがとうございました．また，初めての学会や ILC 夏の学校でいろいろ困惑していたころも，ご意見やご指導に感謝しています．これから ILC からは離れてしまいますが，さらなる前進をしてくれると期待しています．

研究室内でも同期かつ同じ ILC グループの田中航平君とは，研究において情報交換や意見交換をすることで，研究がどんどん面白くなっていくのを感じました．また実験室の引っ越しや物品係のお仕事まで助けあい，これは彼がいなければとても無理だったと感じています．また，須藤裕司先輩，高橋優介先輩には測定器のことやシミュレーションまで，一から教えていただきました．本当に優しく教えてくださりありがとうございました．

最後に，いつも温かく見守ってくれた私の両親に感謝いたします．紆余曲折ありましたが，修士論文として一つの学業の集大成を完成することが出来ました．経済面や精神面でいつも支えてくれてありがとうございました．

私を支えてくださった多くの皆様，本当にありがとうございました．心から感謝致しております．

小池博子

# 参考文献

[1] Willam R.Leo : Techniques for Nuclear and Particle Physic Experiments Springer-Verlag Second Revised Edition

[2] 浜松ホトニクス株式会社 : MPPC のカタログ

[3] 浜松ホトニクス株式会社 : ピコ秒ライトパルサ　PLP-10 取扱説明書

[4] GLD Concept Study Group, GLD Detector Outline Document Version 1.2.1. October5, 2006

[5] 政池　明著　岩波書店：素粒子を探る粒子検出器　ものを見る捕らえる

[6] 渡邉　靖志著　培風館：素粒子物理入門　基本概念から最先端まで

[7] THE AMERICAN PHYSICAL SOCIETY：PHYSICAL REVIEW D PARTICLES AND FIELDS 1 JULY 2002 PART1

[8] 生野利典，リニアコライダー実験用細分割電磁カロリメータのビームテストによるエネルギー較正と基本性能評価 (2009)

[9] 須藤裕司，リニアコライダー実験用細分割電磁カロリメータのビームテストによる性能試験と $\pi^0$ 中間子生成事象の再構成 (2009)

[10] 高橋優介，リニアコライダー実験用細分割カロリメータに用いられる光検出器 MPPC の長期安定性の研究 (2010)

[11] 倉本綾佳，ILC カロリーメータ用光検出器 MPPC のピクセル数増加による基礎特性変化の研究 (2010)

[12] 田中航平，紫外線を用いた ILC カロリメータ用光検出器 MPPC の応答曲線の測定 (2009)